



# Etude expérimentale des phénomènes transitoires sismo-électromagnétiques: Mise en oeuvre au Laboratoire Souterrain de Rustrel, Pays d'Apt

Clarisse Bordes

## ► To cite this version:

Clarisse Bordes. Etude expérimentale des phénomènes transitoires sismo-électromagnétiques: Mise en oeuvre au Laboratoire Souterrain de Rustrel, Pays d'Apt. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00012131

**HAL Id: tel-00012131**

**<https://theses.hal.science/tel-00012131>**

Submitted on 13 Apr 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER, GRENOBLE 1  
OBSERVATOIRE DES SCIENCES DE L'UNIVERS DE GRENOBLE  
LABORATOIRE DE GEOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

Thèse de Doctorat  
Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Univers  
Terre Solide et Couches Profondes

**Clarisse Bordes**

**Etude expérimentale des phénomènes transitoires  
sismo-électromagnétiques**

*Mise en oeuvre au  
Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel Pays d'Apt, France*

Thèse soutenue le 15 Décembre 2005  
devant le jury composé de

Henry-Claude Nataf, LGIT Grenoble	Président
Michel Dietrich, LGIT Grenoble	Directeur de thèse
Laurence Jouniaux, IPG Strasbourg	Codirectrice de thèse
Dominique Gibert, Geosciences Rennes	Rapporteur
Guy Marquis, IPG Strasbourg	Rapporteur
Stéphane Gaffet, Géosciences Azur	Examineur



# Remerciements

Et voilà, cette fois c'est fini. Voici venu le temps de regarder en arrière et de se remémorer les bons et les moins bons moments qui, mis au bout les uns des autres, finissent par reconstituer ces années de thèse. Car il faut bien avouer que l'élaboration d'une expérience en laboratoire à bas bruit, perdue au milieu du Lubéron, s'accompagne d'un cortège de crises de nerfs et d'exaltations. Certaines personnes se sont beaucoup investies pour que ce projet aboutisse et c'est un grand plaisir pour moi de les remercier aujourd'hui.

Alors merci à Michel Dietrich de m'avoir mis entre les mains ce sujet de thèse passionnant et original qu'il m'a laissé piloter en toute confiance et avec une grande liberté.

Merci à Laurence Jouniaux de m'avoir initiée à la démarche expérimentale avec discernement. Merci également pour son investissement dans ce travail, en particulier lors de la mise en place de l'expérience, qui lui a demandé de nombreux allers-retour entre Paris-Rustrel-Strasbourg. Je peux aujourd'hui confirmer que, selon le vieil adage populaire, "dans la vie d'expérimentateur, il n'y a que deux problèmes : les masses et les fuites".

Merci à Guy Marquis et Dominique Gibert d'avoir accepté de rapporter cette thèse avec enthousiasme. Un grand merci à Henri-Claude Nataf pour sa participation comme président du jury malgré un emploi du temps très chargé. Merci également à Stéphane Gaffet pour sa présence et pour son soutien.

Merci à Stéphane Garambois de m'avoir fait partager son expérience en modélisation des effets sismo-électromagnétiques et de m'avoir beaucoup soutenue au cours de la rédaction.

Merci à Jean-Pierre Pozzi pour ses conseils éclairés et ses chaleureux encouragements.

Merci à Gérard Clerc pour la conception des magnétomètres et pour sa disponibilité à toute épreuve.

Merci à Robert Guiguet et Yves Orengo pour leur précieuse aide technique.

Merci à Georges Waysand et Stéphane Gaffet d'avoir permis la réalisation de ces expériences au LSBB. Merci à Michel Auguste, Daniel Boyer et Alain Cavaillou pour les bons moments passés à Rustrel mais aussi pour leur aide salvatrice dans des situations parfois abracadabrantes...



Pour des raisons de sécurité, la présence dans les galeries du LSBB nécessite la présence de deux personnes. Merci à tous ceux qui m'ont fait le plaisir de m'accompagner pour quelques jours et qui ont tous participé à leur manière à l'amélioration du dispositif. Merci donc à Jacques Pellet, Jean-Marc Nicole, Marianne, Mica, Cloclo et bien sûr Yvi qui détient le record de la pâte à crêpe à plus bas bruit électromagnétique.

Merci à tous les membres du LGIT pour l'ambiance chaleureuse du laboratoire. Une mention spéciale à l'équipe du secrétariat : France, Martine, Jacques, Karine, Odette et Synthia pour leur gentillesse et leur disponibilité. Merci aussi à l'équipe technique et en particulier à Fabrice Doré et Jean-Paul Masson pour leur précieux conseils. Merci à tous les chercheurs et étudiants qui n'ont pas hésité à m'accorder leur aide quand il le fallait et en particulier à Louis, Florent et Guillaume.

Et puis il y a ceux qui ont contribué d'une manière peut être un peu moins professionnelle à faire de ces années une période très intense... Mumu, agent SSS très spécial, particulièrement recommandée dans les missions sous marines périlleuses et qui reçoit très régulièrement le support logistique d'un certain Manouche, capable de nourrir tout un régiment de forces spéciales aux foies de morue. Le Général Bulaïsevic Sebovski chargé d'infiltrer certains réseaux délicats pour y semer la bonne humeur, quitte à utiliser des moyens non conventionnels tels que chocolats suisses ou saucisses sèches. Doktor Wolf, qui n'a pas hésité à monter un élevage de mygales dans son propre appartement et qui a récemment renforcé son système de défense en ayant recours à une bête sauvage dénommée Koulf. Cet agent bénéficie de l'aide inconditionnelle d'un certain Rascal, vraisemblablement spécialiste des travaux de mécanique, dont le point faible semble être le confit de canard en raison de sa trop forte teneur en sel. L'un des agents les plus dangereux de ce réseau, identifié sous le pseudonyme de Mica, s'est illustré par ses capacités à réduire en poussière des galets considérés comme des témoins gênants de ses missions dans l'Himalaya. Il signe généralement ses forfaits en laissant sur les lieux du crime une photographie de lui avec une serviette de couleur rose autour de la taille. Heureusement, cet agent pourra être facilement repéré puisqu'il a pour habitude de se promener en kilt au volant d'une voiture rouge à sièges baqués. Beaucoup plus discrets, les agents Marianne et Vincent ont récemment été localisés au Canada. Leur mission n'a pas encore été tout à fait identifiée mais il semblerait qu'un certain Bastien soit également dans le coup. Le succès de ce réseau tient probablement dans ses capacités à recruter des agents en dehors du milieu de la recherche et en particulier dans le corps médical avec le sergent Nono, spécialiste du remontage de moral des troupes. En matière de remontage des troupes, l'agent Fox ne se défend pas mal non plus quand il rentre d'Auvergne avec un Saint Nectaire de derrière les fagots !

Et pour garder le meilleur pour la fin, merci à Laurent et à Adèle qui savent pourquoi...

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Généralités</b>	<b>9</b>
2.1	Le milieu poreux . . . . .	10
2.1.1	Paramètres de géométrie . . . . .	10
2.1.2	Paramètres mécaniques . . . . .	11
2.1.3	Paramètres électriques . . . . .	15
2.2	Couplages électrocinétiques en milieu poreux . . . . .	18
2.2.1	La double couche électrique . . . . .	18
2.2.2	Courant de convection et courant de conduction . . . . .	20
2.2.3	Mesures d'électrofiltration sur le terrain et en laboratoire . . . . .	21
2.3	La théorie de Biot (1956) . . . . .	24
2.3.1	Propagation sismique en milieu poreux saturé en fluides . . . . .	25
2.3.2	Fréquence de relaxation . . . . .	26
2.3.3	Domaine basse fréquence $f < f_c$ . . . . .	27
2.3.4	Domaine haute fréquence $f > f_c$ . . . . .	28
2.3.5	Apports, Limites et développements de la théorie de Biot . . . . .	28
2.3.6	Milieu partiellement saturé . . . . .	29
2.4	La théorie de Pride (1994) . . . . .	30
2.4.1	Généralisation de la théorie de Biot . . . . .	31
2.4.2	Equations macroscopiques . . . . .	31
2.4.3	Caractérisation de la propagation . . . . .	36
2.4.4	Champs sismo-électriques et sismo-magnétiques . . . . .	39
2.4.5	Développements de la théorie de Pride (1994) . . . . .	40

2.4.6	Mesures sismo-électromagnétiques et applications industrielles . . . .	43
2.5	Conclusion . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Conception du dispositif expérimental</b>	<b>47</b>
3.1	Introduction . . . . .	47
3.2	Le laboratoire souterrain à bas bruit de Rustrel . . . . .	49
3.2.1	Histoire d'un site militaire stratégique devenu site scientifique d'ex- ception. . . . .	49
3.2.2	Caractéristiques de la capsule. . . . .	50
3.3	Principe du dispositif . . . . .	52
3.4	Source sismique à bas bruit . . . . .	53
3.4.1	Principe . . . . .	54
3.4.2	Excitation verticale et horizontale . . . . .	54
3.4.3	Réglages de l'impulsivité . . . . .	55
3.4.4	Fonction source et bande passante . . . . .	59
3.4.5	Elimination des parasites électromagnétiques liés à l'actionnement de la source . . . . .	64
3.5	Choix des capteurs . . . . .	67
3.5.1	Mesures sismiques . . . . .	68
3.5.2	Mesures électriques . . . . .	69
3.5.3	Magnétomètres . . . . .	70
3.5.4	Problèmes de compatibilité électromagnétique . . . . .	75
3.6	Dispositif expérimental . . . . .	77
3.6.1	Mesures sismiques et électriques . . . . .	77
3.6.2	Mesures magnétiques . . . . .	79
3.6.3	Choix de la matrice : sable de Fontainebleau . . . . .	83
3.6.4	Propriétés physico-chimiques du milieu poreux saturé . . . . .	83
3.7	Conclusion . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Approche théorique</b>	<b>87</b>
4.1	Introduction . . . . .	87
4.2	Propagation des ondes en milieu cylindrique élastique . . . . .	88
4.2.1	Equations fondamentales de l'élastodynamique . . . . .	88

4.2.2	Potentiels vecteurs . . . . .	90
4.2.3	Solutions en milieu isotrope . . . . .	91
4.2.4	Propriétés fondamentales des fonctions de Bessel . . . . .	91
4.2.5	Ondes de torsion, de flexion, et d'extension . . . . .	95
4.2.6	Vitesse de propagation des ondes d'extension et de flexion . . . . .	96
4.3	Propagation sismique dans le dispositif expérimental . . . . .	97
4.3.1	Vitesses de phase des ondes de volume . . . . .	98
4.3.2	Modes de propagation et vitesses apparentes dans le cylindre poreux . . . . .	99
4.3.3	Déplacements . . . . .	102
4.3.4	Mouvements relatifs pores/fluide . . . . .	104
4.4	Champs sismo-électromagnétiques . . . . .	105
4.4.1	Champ sismo-électrique . . . . .	105
4.4.2	Champ sismo-magnétique . . . . .	106
4.5	Conclusion . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>109</b>
5.1	Introduction . . . . .	109
5.2	Enregistrements avec ou sans fluide . . . . .	110
5.2.1	Introduction . . . . .	112
5.2.2	Experimental apparatus . . . . .	113
5.2.3	Results . . . . .	117
5.2.4	Conclusion . . . . .	119
5.3	Discussion sur la forme générale des champs SE . . . . .	121
5.3.1	Précisions sur les mesures de vitesse apparente . . . . .	121
5.3.2	Amplitude du champ magnétique . . . . .	124
5.3.3	Contenu fréquentiel . . . . .	126
5.3.4	Forme d'onde du champ sismo-électrique et positionnement de l'an- tenne d'électrodes . . . . .	127
5.4	Essais d'instrumentation sismo-électrique . . . . .	131
5.4.1	Utilisation des électrodes non polarisables . . . . .	131
5.4.2	Mesures par dipôles équidistants ou à espacement variable . . . . .	133
5.4.3	Réciprocité des phénomènes . . . . .	133

5.5	Champ électrique et montée du front de saturation . . . . .	135
5.5.1	Evolution des réponses sismiques et sismo-électrique . . . . .	135
5.5.2	Amplitudes maximales lors de la montée du front de saturation . . .	137
5.5.3	Signe de la première arrivée et inversion de polarité . . . . .	140
5.6	Amplitude de la fonction de transfert en milieu homogène . . . . .	143
5.6.1	Champ électrique . . . . .	143
5.6.2	Champ magnétique . . . . .	147
5.7	Conversions sismo-électriques dans une nappe en charge . . . . .	149
5.7.1	Mesures sismiques . . . . .	150
5.7.2	Champ électrique . . . . .	152
5.7.3	Amplitude des fonctions de transfert du champ électrique . . . . .	157
5.8	Conclusion . . . . .	157
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>163</b>
<b>A</b>	<b>Notations</b>	<b>169</b>

# Chapitre 1

## Introduction

### **Une nouvelle méthode de caractérisation du milieu poreux**

La caractérisation des terrains qui constituent les premières centaines de mètres du sous-sol représente un enjeu fondamental pour la géophysique. Elle implique à la fois l'évaluation des risques naturels, la recherche pétrolière et minière mais également la surveillance des nappes aquifères. Le développement spectaculaire des méthodes d'exploration géophysique au cours des dernières décennies a permis d'accéder à de nombreux paramètres physiques des couches superficielles. Parmi des méthodes, les mesures d'effets électrocinétiques ont permis d'apporter des outils de surveillance des mouvements de fluides grâce aux mesures de potentiel spontané sur les ouvrages d'art, les nappes aquifères ou encore les volcans. Cas particulier des effets électrocinétiques, les couplages sismo-électromagnétiques (SE) prennent naissance lors de la propagation d'ondes sismiques dans les milieux poreux contenant des fluides.

Les recherches concernant les méthodes sismo-électromagnétiques ont bénéficié d'un regain d'intérêt important suite à la publication de la théorie de Pride en 1994 et s'intègrent parfaitement dans l'émergence d'une nouvelle discipline : l'hydrogéophysique. Les études théoriques et expérimentales montrent en effet que les méthodes sismo-électriques permettraient de caractériser les fluides contenus dans le milieu poreux. En complémentarité avec les autres méthodes de prospection, elles pourraient permettre d'accéder à certains paramètres du milieu poreux comme la conductivité du fluide ou la porosité.

Certains auteurs pensent également que la détection du déplacement des fluides qui précèdent et accompagnent la rupture d'une faille permettraient de prévoir des séismes à

plus ou moins long terme. Dans ce but, le micro-satellite Demeter a été mis en orbite le 29 juin 2004 afin de mesurer les champs magnétiques transitoires qui pourraient avoir lieu avant les tremblements de terre. Compte tenu des forts courants ionosphériques, des vents solaires, ainsi que de la faible probabilité de se trouver juste au dessus de l'épicentre du séisme au moment où il se produit, ce projet peut paraître extrêmement ambitieux. Des mesures de laboratoire, telles que celles qui sont proposées ici, permettent de mieux comprendre les mécanismes de couplages entre énergie mécanique et électromagnétique et, à terme, pourront peut-être donner des éléments pour l'interprétation de ces données spatiales.

### **Les mesures sismo-magnétiques : un défi à aborder en laboratoire à bas bruit électromagnétique**

Ces effets peuvent être abordés en terme de champ sismo-électrique ou sismo-magnétique. Toutefois, les études déjà existantes se sont généralement concentrées sur les mesures de champ électrique qui ne demandent qu'une instrumentation simple. Le champ magnétique associé est souvent considéré comme beaucoup trop faible pour être mesuré sur le terrain (Thompson et Gist, 1993). Les résultats des très rares auteurs qui rendent compte de ce type de mesures peuvent être discutés. Généralement, ceux ci exposent directement le capteur aux vibrations liées à la transmission des ondes. Le mouvement du capteur dans le champ magnétique terrestre du laboratoire induit inmanquablement l'enregistrement d'un signal transitoire. Dans ce cas, le magnétomètre n'enregistre pas un champ magnétique mais un déplacement.

L'objectif principal de cette thèse est de montrer que le champ sismo-magnétique existe et peut être mesuré, au moins dans des conditions de faible bruit électromagnétique. L'idée est de concevoir un dispositif de mesure des couplages sismo-électrique et sismo-magnétique le plus rigoureux possible. Les champs sismo-électromagnétiques pourront être comparés aux prévisions de Pride (1994) afin de valider simultanément la théorie et les résultats expérimentaux. La réalisation d'une expérience dans de telles conditions a pu être possible grâce à la transformation d'un ancien Poste de Commande de Tir des missiles nucléaires français en Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB Rustrel, France). Ce laboratoire propose une zone de travail à bas bruit de  $60 \text{ m}^2$ , située à 500 m sous terre dans une alvéole protégée par 1 cm d'acier mi-doux. Le bruit magnétique ambiant est de l'ordre de  $2 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  et correspond au bruit électronique intrinsèque d'un magnétomètre extrêmement performant

de type "Squid" (<http://lsbb.unice.fr/>).

### **Une expérience pluridisciplinaire**

A la croisée des chemins entre sismologie et électromagnétisme, le projet dont les résultats sont présentés dans ce travail est né d'une collaboration entre physiciens des roches et géophysiciens de la subsurface. Ce projet a été financé par une ACI "Eau et environnement" du Ministère de la Recherche. Il implique des connaissances très spécifiques en instrumentation magnétique mais également en compatibilité électromagnétique dans les conditions très délicates imposées par l'environnement à bas bruit. Il a nécessité la réalisation de magnétomètres adaptés à la géométrie de l'échantillon. Ces magnétomètres doivent présenter à la fois une bande passante très large (de 100 Hz à 10 kHz) et une grande sensibilité pour permettre des mesures allant du picoTesla ( $10^{-12}$ ) au nanoTesla ( $10^{-9}$ ).

### **Une conception rigoureuse pour des données originales**

L'origine électrocinétique des champs électriques et magnétiques sera démontrée par comparaison des signaux obtenus sur sable parfaitement sec et humide. Le succès de cette démonstration dépend de la conception et de la réalisation d'une source sismique "propre" (pas de bruit sismique, électrique ou magnétique) que nous avons choisi de piloter à l'aide d'air comprimé. Nous montrerons que ce dispositif expérimental est le premier à permettre l'enregistrement de signaux sismo-magnétiques clairement identifiés. Nous verrons que les signaux obtenus sont conformes à la théorie de Pride et semblent associés à la partie cisailante du champ d'ondes sismiques. Par ailleurs, l'équipement du dispositif pour les mesures du champ sismo-électrique à partir de la colonne d'électrofiltration et des électrodes utilisées par Guichet *et al.* (2003) nous a permis de réaliser une série d'expériences originales.

Dans un premier temps (chapitre 2) nous proposerons un tour d'horizon des notions théoriques permettant de bien comprendre l'origine des effets sismo-électromagnétiques. Nous tenterons d'illustrer cette présentation à l'aide des développements théoriques et expérimentaux les plus significatifs. Le chapitre 3 sera consacré à la description du dispositif expérimental en laboratoire à bas bruit. Nous montrerons les précautions nécessaires à la réalisation d'un dispositif expérimental adéquat et nous présenterons le système retenu. En considérant les différents modes de propagation et la forme analytique des déplacements,



nous évoquerons au chapitre 4 les caractéristiques des champs sismo-électromagnétiques attendus. Enfin, nous passerons en revue au chapitre 5 les résultats expérimentaux qui nous semblent présenter un intérêt tout particulier pour la communauté hydrogéophysique.

## Chapitre 2

# Généralités sur les conversions sismo-électromagnétiques en milieu poreux.

Les terrains superficiels sont des milieux poreux constitués d'une matrice minérale, d'air et de fluide. Leur porosité est dite primaire ou secondaire selon qu'elle est due à la présence de grains solides ou à la fracturation de la roche. Les amplitudes des couplages SE dans les sols dépendent complètement de la nature du milieu poreux et du fluide qu'il contient. Aussi, ces phénomènes sont aujourd'hui perçus comme une nouvelle méthode potentielle d'investigation du sous-sol qui pourrait compléter les méthodes déjà existantes.

Ce premier chapitre sera consacré à la présentation du milieu poreux et des phénomènes électrocinétiques. Après une description des paramètres physico-chimiques qui caractérisent le milieu poreux, nous présenterons les grandes lignes de la théorie de Biot (1956a,b, 1962) régissant la propagation sismique en milieu poreux saturé en fluide. Nous expliciterons ensuite l'origine des effets électrocinétiques ainsi que les mesures possibles et leurs applications sur le terrain. Enfin, nous aborderons la théorie des couplages SE en milieu poreux saturé décrite par Pride (1994). Ces propos seront illustrés par un tour d'horizon des travaux expérimentaux et des développements théoriques ayant permis de confirmer ou de montrer les

limites de ces deux approches.

## 2.1 Le milieu poreux

Le milieu poreux peut être décrit simplement comme étant constitué de grains minéraux enchevêtrés les uns contre les autres. Cet enchevêtrement, plus ou moins compact, laisse entre les grains des interstices appelés pores. Ces pores peuvent être partiellement ou complètement remplis de fluide. Les caractéristiques du milieu poreux dépendent à la fois du solide constituant la matrice, de la compaction des grains et du fluide saturant.

Pour pouvoir quantifier les effets acoustiques ou électriques générés dans le milieu poreux, on identifie un certain nombre de paramètres complémentaires qui expriment ses caractéristiques physico-chimiques. Ces paramètres peuvent être d'ordre géométrique, mécanique ou électrique.

### 2.1.1 Paramètres de géométrie

Au premier ordre, on peut représenter le milieu poreux par un ensemble de canaux à section constante : c'est le modèle capillaire. Dans ce cas, il peut être représenté comme un faisceau de capillaires (figure 2.1) traversant de part en part un volume du milieu de section  $L$ . Chaque capillaire est caractérisé par sa longueur réelle  $L_f$ , sa section réelle  $A_f$  et sa section apparente sur le volume de référence  $A$ .

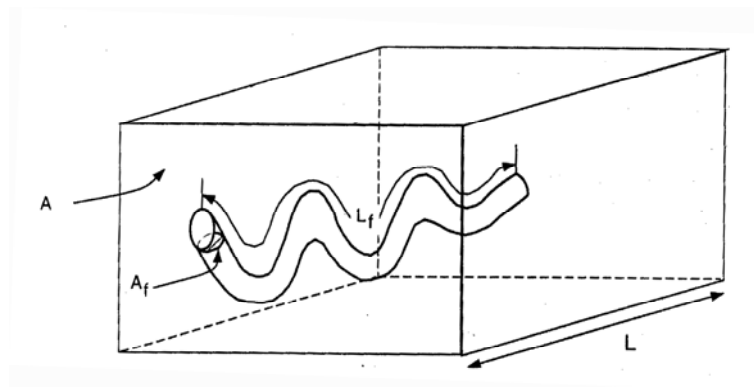


FIG. 2.1 – Visualisation des paramètres de géométrie des pores d'après Ishido et Mizutani (1981)

### Porosité

La porosité  $\phi$  du milieu, paramètre sans dimension, indique le volume des pores par rapport au volume total, et donc sa capacité à stocker des fluides. Dans le modèle capillaire, la porosité s'exprime par :

$$\phi = \frac{A_f L_f}{AL} \quad (2.1)$$

Une méthode simple de mesure de la porosité consiste à estimer le volume d'eau introduit lors d'une mise à saturation complète de l'échantillon et de le comparer au volume total de l'échantillon. Cependant, cette méthode ne doit pas être considérée comme une mesure absolue et peut introduire des erreurs importantes. En effet, lorsque l'échantillon est mis à saturation par une simple imbibition, il n'est pas possible de dépasser un certain taux de saturation qui dépend des caractéristiques pétrophysiques du milieu (Cadoret *et al.*, 1995). Dans le cas des calcaires utilisés par ces auteurs, ce taux est situé entre 60 et 80 %. Pour obtenir une saturation complète, les méthodes les plus courantes consistent à dépressuriser l'échantillon ou à remplir les pores de gaz très soluble (CO<sub>2</sub> par exemple).

### Tortuosité

L'indice de tortuosité  $\alpha_\infty$ , sans dimension également, est le paramètre qui intervient directement sur la vitesse de percolation. Parce qu'il caractérise le chemin réel que devra parcourir le fluide pour traverser le volume de milieu poreux, il implique une notion de pores connectés implicite dans le modèle capillaire. Dans ce modèle, il est donné par le rapport entre la longueur réelle du capillaire et sa longueur apparente :

$$\alpha_\infty = \frac{L_f}{L} \quad (2.2)$$

D'après Pride (1994), la tortuosité dans les sols prend généralement des valeurs de 3 à 10. On notera que le rapport  $F = \alpha_\infty / \phi$ , appelé facteur de formation, est souvent utilisé comme un paramètre de caractérisation général de la géométrie des pores.

#### 2.1.2 Paramètres mécaniques

Les paramètres définis ici comme "mécaniques" interviennent directement dans la déformation du milieu, donc dans la propagation des ondes sismiques. Ils dérivent directement

des propriétés du solide et du fluide saturant ainsi que de l'agencement et de la taille des grains. Les paramètres que nous citons ici (masses volumiques et modules poroélastiques) ne sont pas toujours facilement mesurables. Toutefois, la littérature de la physique des roches contient de nombreuses études de référence (Mavko *et al.*, 1998) qui permettent de faire des hypothèses réalistes pour l'interprétation des données réelles.

### Masse volumique

La densité joue évidemment pour beaucoup dans les propriétés mécaniques d'un milieu. La masse volumique du milieu biphasique prend en compte les densités des deux phases :

$$\rho = \phi \rho_f + (1 - \phi) \rho_s \quad (2.3)$$

où  $\rho_f$  et  $\rho_s$  sont respectivement les densités des phases fluide et solide. Quelques exemples de référence sont donnés dans le tableau 2.1 pour différents fluides et solides.

### Modules élastiques

Lorsqu'un milieu homogène et isotrope est faiblement déformé, par exemple par la propagation d'une onde, les contraintes et les déformations sont proportionnelles. Les coefficients de proportionnalité, appelés modules d'incompressibilité ( $K$ ) et de cisaillement ( $\mu$  ou  $G$ ) caractérisent la capacité du milieu à se déformer. Ils permettent de calculer directement les vitesses d'ondes P et S dans le milieu élastique :

$$V_P = \sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}} \quad \text{et} \quad V_S = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (2.4)$$

Dans le cas du milieu poreux, il convient de définir les modules d'incompressibilité  $K_f$  et  $K_s$  du fluide et du solide. Ces modules font partie des caractéristiques fondamentales du milieu qui interviendront par la suite comme modules de référence. Le tableau 2.1 présente les modules d'élasticité, densités et vitesses d'ondes  $P$  et  $S$  pour différents minéraux et fluides, choisis pour leur intervention dans la suite de ce travail.

### Modules d'incompressibilité poroélastiques

Comme dans les milieux monophasiques élastiques, il convient de caractériser la capacité du milieu poreux à résister à une déformation mécanique. Les lois de la poroélasticité linéaire

Matériau	Module d'incompressibilité	Module de cisaillement	Masse volumique	$V_p$	$V_s$
	$K$ ( $GPa$ )	$G$ ( $GPa$ )	$\rho$ ( $kg/m^3$ )	( $m/s$ )	( $m/s$ )
Argile (kaolinite)	1,5	1,4	1580	1440	930
Quartz	37	44	2650	6050	4090
Rubis	253	162	3990	10840	6370
Calcite	76,8	32	2710	6640	3440
Eau	2,2	0	1000	1500	0
Air	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0	1,2	330	0

TAB. 2.1 – Modules élastiques, densité et vitesses d'ondes de volume de quelques minéraux et fluides, d'après Mavko *et al.* (1998)

utilisent des modules qui tiennent compte de la présence d'un fluide dans les pores. Le premier est appelé le "module d'incompressibilité drainé" ( $K_D$ ). Il indique la difficulté à comprimer le milieu si les pores sont ouverts et où, par conséquent, la pression de fluide  $p_f$  est constante. Ce module peut être mesuré par un essai triaxial drainé en comparant la variation de pression de confinement  $P_c$  imposée à la variation de volume de l'échantillon résultante :

$$K_D = K_{fr} = - \left( \frac{\delta P_c}{\delta V/V_0} \right)_{\delta p_f=0} \quad (2.5)$$

Puisque les pores sont ouverts, l'eau ne joue aucun rôle de consolidation du milieu et le module  $K_D$  correspond au module d'incompressibilité du squelette que nous noterons par la suite  $K_{fr}$ .

Le second, appelé "module d'incompressibilité non drainé" est calculé dans le cas où les pores sont fermés aux limites de l'échantillon. Il peut être mesuré par essai triaxial non drainé, donc lorsque le fluide est piégé dans les pores et pour lequel il n'existe pas de mouvement relatif ( $\mathbf{w}$ ) entre la matrice et le fluide ( $\nabla \cdot \mathbf{w} = 0$ ) :

$$K_U = - \left( \frac{\delta P_c}{\delta V/V_0} \right)_{\nabla \cdot \mathbf{w}=0} \quad (2.6)$$

Ce module est souvent appelé module de Gassmann (1951), dénomination que nous utiliserons par la suite. Il sera alors noté  $K_G$ .

	Module d'incompressibilité $K_{fr}$ (GPa)	Module de cisaillement $G_{fr}$ (GPa)	Densité $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Porosité $\phi$
<b>Mesures de laboratoire</b>				
Grès (Dunn, 1986)	5,2	6,7	1965	0,11
Sable de Fontainebleau (Dano, 2001)	0,13	0,14		
<b>Modèles numériques</b>				
Sable compacté (Haartsen et Pride, 1997)	7	5	2190	0.3
Grès (Garambois, 1999)	15,3	16,7	2360	0,2

TAB. 2.2 – Modules d'incompressibilité et de cisaillement de quelques milieux poreux mesurés en laboratoire ou utilisés dans des modèles numériques.

Le coefficient de Skempton  $B$  est une grandeur sans dimension qui exprime l'augmentation de la pression du fluide lorsque le matériau est soumis à une compression non drainée.

$$B = \left( \frac{\delta p_f}{\delta P_c} \right)_{\nabla \cdot \mathbf{w}=0} \quad (2.7)$$

La résistance du milieu poreux au cisaillement est donnée par le module  $G_{fr}$ , complètement indifférent aux variations de teneur en eau. Le tableau 2.2 donne les modules poroélastiques  $K_{fr}$  et  $G_{fr}$  utilisés par différents auteurs soit choisis dans le cadre de modèles numériques (Haartsen et Pride, 1997; Garambois, 1999) soit mesurés (Dunn, 1986; Dano, 2001). On notera par ailleurs les résultats de Murphy *et al.* (1993) qui montrent que, pour une matrice à grains de quartz, la valeur du rapport  $K_{fr}/G_{fr}$  est constante et égale à 0,9.

## Viscosité du fluide

La viscosité dynamique  $\eta$ , qui caractérise les forces de frottement, définit la capacité du fluide à s'écouler dans les pores. Deux types de fluides peuvent être distingués :

- les fluides newtoniens dont la viscosité est indépendante du gradient de vitesse (gaz, vapeurs et liquides à faible masse molaire en conditions normales de température et de pression) ;
- les fluides non newtoniens (polymères, gels, boues...)

La viscosité dynamique s'exprime en Poiseuille [ *Pa.s* ] et peut varier sur une dizaine d'ordres de grandeur (cf tableau 2.3).

Fluide	Viscosité dynamique (Pa.s)
Eau	$1 \cdot 10^{-3}$
Ethanol	$1,20 \cdot 10^{-3}$
Benzène	$0,625 \cdot 10^{-3}$
Glycérine	1,49
Mercure	1,554
Air	$18,5 \cdot 10^{-6}$
Huile	$445 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.3 – Viscosités de quelques fluides newtoniens à 20°C sous pression atmosphérique

### Perméabilité intrinsèque

La perméabilité est le paramètre qui détermine la capacité du milieu poreux à laisser passer un fluide de viscosité connue. Dans l'hypothèse où les fluides présents dans les sols peuvent être considérés comme newtoniens, la perméabilité est donnée par la loi de Darcy (Gueguen et Palciauskas, 1992) :

$$\mathbf{q} = -\frac{\kappa_0}{\eta} \nabla p \quad (2.8)$$

où  $q$  est le flux à travers une surface unitaire,  $\eta$  est la viscosité du fluide, et  $\nabla p$  est le gradient de pression appliqué. La perméabilité intrinsèque  $\kappa_0$  est homogène à une surface ( $m^2$ ) mais on l'exprime parfois en Darcy ( $1 \text{ Darcy} = 0,97 \cdot 10^{-12} m^2$ ). La méthode la plus simple de mesure de la perméabilité en laboratoire consiste à effectuer des mesures de débits en appliquant une pression connue. Mais en pratique, cette méthode n'est utilisable que dans le cas de perméabilités élevées ( $\geq 10^{-16} m^2$ ).

#### 2.1.3 Paramètres électriques

Les paramètres mécaniques du milieu poreux caractérisent la propagation des ondes sismiques. L'analyse des couplages SE dans le milieu poreux nécessite de définir également



les propriétés électriques du milieu. Ces propriétés sont principalement la conductivité électrique, la concentration en ions et la constante diélectrique.

### Conductivité électrique

La conductivité électrique d'un matériau caractérise sa capacité à transporter les charges électriques. La conductivité du fluide  $\sigma_f$  est directement liée à sa concentration en ions. Nous verrons par la suite que dans le cadre des mesures SE, une conductivité  $\sigma_f$  trop forte élimine toute possibilité de mesurer des signaux de nature électrocinétique. Nous chercherons naturellement à utiliser des minéraux peu solubles et des fluides peu salins. La conductivité d'ensemble d'un milieu poreux correspond à la résultante de la conductivité du fluide saturant et de la conductivité de surface de la roche. En pratique, la conductivité de la roche est toujours négligeable devant la conductivité du fluide. Finalement, seul le volume de fluide intervient dans la conductivité effective, ce qui signifie pour un milieu complètement saturé (Gueguen et Palciauskas, 1992) :

$$\sigma = \frac{\phi}{\alpha_\infty} \sigma_f \quad (2.9)$$

Fluide	Conductivité (S/m)	Concentration (mol/L)
Eau Pure	$0,055 \cdot 10^{-4}$	$0,59 \cdot 10^{-6}$
Eau Distillée	$0,5 \cdot 10^{-4}$	$0,53 \cdot 10^{-6}$
Eau de Montagne	$1 \cdot 10^{-4}$	$10,7 \cdot 10^{-6}$
Eau Courante	0,05 à 0,1	$5,4 \text{ à } 11,3 \cdot 10^{-3}$
Eau de Mer	5,6	0,6
Saumure	10	1,07

TAB. 2.4 – Conductivités de quelques solutions aqueuses et concentrations en ions

### Constante diélectrique

La constante diélectrique d'un matériau (notée  $\kappa$ ), également appelée permittivité relative (notée  $\epsilon_r$ ), caractérise sa capacité à se polariser et à accumuler des charges électriques. Elle dépend de la fréquence, mais dans la courte gamme qui nous intéresse (0 à 10 kHz), on peut supposer ces variations comme négligeables. Elle est également liée à la concentration

en ions et à la température. De la même manière, dans des conditions normales de terrain ou de laboratoire, on peut négliger ces variations. Le tableau 2.5 récapitule les valeurs des constantes diélectriques de quelques minéraux et fluides.

La constante diélectrique  $\epsilon_{rT}$  correspond à la permittivité relative totale du matériau poreux normalisée par la permittivité du vide  $\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12}$  F/m  $\epsilon_{rT} = \epsilon / \epsilon_0$ . Elle s'exprime en fonction des constantes diélectriques du fluide  $\epsilon_{rF}$  et du solide  $\epsilon_{rS}$  :

$$\epsilon_{rT} = \frac{\phi}{\alpha_\infty} [\epsilon_{rF} - \epsilon_{rS}] + \epsilon_{rS} \quad (2.10)$$

Matériau	Constante diélectrique
	$\epsilon_r$
Quartz	4,5 à 4,7
Calcite	7 à 8
Argile	13 à 15
Eau	80
Huile	2,2
Gaz	1

TAB. 2.5 – Constantes diélectriques de quelques matériaux, d'après Keller (1987)

Dans ces matériaux bi ou triphasiques, le contact entre l'eau et le minéral s'accompagne d'échanges ioniques. Lorsque le fluide se déplace, ces phénomènes électrochimiques peuvent induire des conversions d'énergie mécanique en énergie électrique. Pour bien en comprendre les tenants et les aboutissants, il convient dans un premier temps d'en expliquer précisément l'origine en considérant le cas le plus simple : le mouvement du fluide sous l'effet d'un gradient de pression.

## 2.2 Couplages électrocinétiques en milieu poreux

Les deux effets électrocinétiques réciproques mesurables dans un matériau poreux sont l'électrofiltration et l'électro-osmose. L'électrofiltration correspond à l'apparition d'un potentiel électrique dans un milieu poreux sous l'effet d'un mouvement du fluide saturant. L'électro-osmose se manifeste par le déplacement des fluides sous l'effet d'une différence de potentiel électrique imposée au milieu.

Ces effets peuvent être utilisés en géotechnique pour la déshumidification des structures, ainsi que pour la compaction et la dépollution des sols. Aujourd'hui, ils sont considérés comme des indicateurs potentiels pour la surveillance et la caractérisation des fluides en circulation dans les milieux géophysiques et dans les ouvrages : zones de subduction, failles, volcans barrages, sites de stockage...

Après avoir décrit brièvement les propriétés électrochimiques des milieux poreux à l'origine des phénomènes électrocinétiques, nous ferons un tour d'horizon des travaux d'électrofiltration ayant permis une meilleure compréhension des couplages.

### 2.2.1 La double couche électrique

Les effets électrocinétiques sont classiquement interprétés comme une conséquence des propriétés électrochimiques des minéraux qui constituent les sols et les roches. En général, leur surface est chargée négativement en raison de défauts de liaisons dans la structure cristalline (figure 2.2). Par conséquent, lorsque le minéral est mis en contact avec un fluide saturant, les cations en solution ont tendance à être adsorbés en surface des grains. Le modèle d'adsorption généralement admis (Overbeek, 1952) est celui proposé par Stern (1924) suite aux travaux de Gouy (1910) et Chapman (1913).

La première couche, appelée "couche compacte" ou "couche de Stern" correspond à une zone où les ions sont très fortement liés au minéral et ne sont pas en mesure d'être déplacés. Sa partie interne, délimitée par l'IHP (Inner Helmholtz Plane) est composée d'ions partiellement hydratés qui subissent des forces d'adsorption très fortes. La partie externe de la couche compacte, délimitée par l'OHP (Outer Helmholtz Plane) est peuplée d'ions complètement hydratés soumis à des forces d'origine électrostatique.

La deuxième couche, appelée "couche diffuse" ou "couche de Gouy-Chapman", contient des ions susceptibles d'entrer en mouvement. Elle contient toute la partie du fluide ne

subissant pas de forces d'adsorption, mais également une petite zone contenant des ions hydratés suffisamment peu adsorbés pour pouvoir être déplacés.

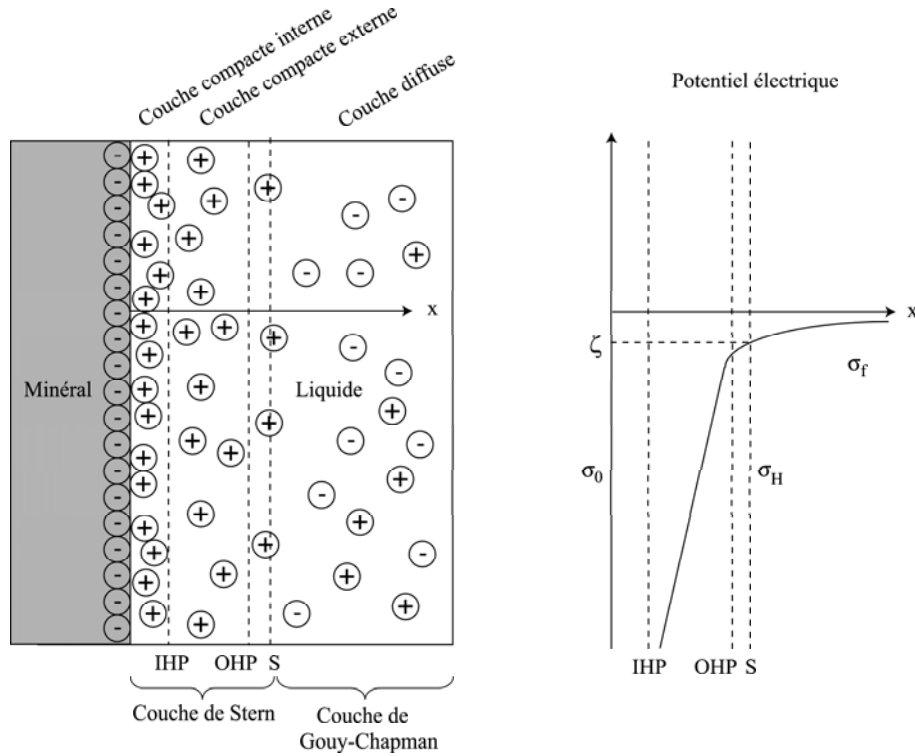


FIG. 2.2 – Double couche électrique à la surface d'un minéral de type quartz en présence d'eau, d'après Jouniaux (1994)

Le plan de cisaillement S est défini comme le plan où peuvent commencer à apparaître des déplacements de fluide. Dans les conditions normales de pH et de conductivité, ce plan est situé dans la zone d'adsorption des cations. La mise en mouvement du fluide entraîne donc le déplacement de la solution aqueuse libre et d'une petite partie des cations adsorbés. C'est finalement cette différenciation des mouvements de charges qui provoque l'apparition de différences de potentiel électrique dans le milieu.

Le modèle de la double couche électrique implique une variation très caractéristique du potentiel électrique mesuré par rapport au centre du pore en fonction de la distance à la surface du minéral (Adamson, 1997). Ce potentiel, représenté dans le cas le plus courant en figure 2.2, présente une croissance linéaire dans la couche compacte puis logarithmique dans la couche diffuse.

Le potentiel au niveau du plan de cisaillement est appelé  $\zeta$ . On notera que lorsque la

concentration en ions dans le fluide saturant augmente, l'épaisseur de la couche compacte ainsi que la valeur absolue du potentiel  $\zeta$  diminuent (Pride et Morgan, 1991). Par conséquent, l'observation des phénomènes électrocinétiques nécessite une conductivité du fluide assez faible et une matrice peu soluble. Le potentiel  $\zeta$ , qui dépend fortement de la température et du pH (Ishido et Mizutani, 1981; Revil *et al.*, 1999a; Tosha *et al.*, 2003), intervient directement dans les mesures de potentiel spontané. La réalisation de mesures sur le terrain représentent par conséquent une méthode particulièrement intéressante de surveillance des pics de pollution chimique mais également des anomalies de température.

### 2.2.2 Courant de convection et courant de conduction

On a vu que l'application d'un gradient de pression, donc d'un écoulement de fluide dans le milieu poreux a pour effet de déplacer une partie des ions adsorbés à la surface du minéral. Ainsi, il apparaît localement un "courant de convection" dû au déplacement d'une partie des ions adsorbés dans la couche compacte externe. Par contre-réaction, on voit alors apparaître dans la couche diffuse un "courant de conduction" dû à la migration des électrons. Cet effet de conduction est décrit par la loi d'Ohm et tend à équilibrer l'anomalie électrique générée par le courant de convection. Finalement, le gradient de pression  $\Delta P$  se traduit par l'apparition d'une différence de potentiel  $\Delta V$  appelée "Potentiel d'électrofiltration".

Lorsque le déplacement du fluide est dû à un simple écoulement, il est possible de considérer un modèle simple qui permet d'exprimer le potentiel d'électrofiltration en fonction du gradient de pression. Dans ce cas, on suppose que l'écoulement est laminaire, que l'épaisseur de la couche de Stern est petite devant le rayon de courbure des grains et que la conductivité de surface est négligeable devant celle du fluide. Le courant de conduction équilibre alors parfaitement le courant de convection et il existe une relation de proportionnalité appelée équation de Helmholtz-Smoluchowski (Overbeek, 1952) :

$$\frac{\Delta V}{\Delta P} = C_{ek} = \frac{\epsilon \zeta}{\eta \sigma_f} \quad (2.11)$$

La permittivité du milieu  $\epsilon = \epsilon_{rT} \epsilon_0$ , la viscosité  $\eta$  et la conductivité du fluide  $\sigma_f$  sont généralement connus ou mesurables. Les mesures du potentiel d'électrofiltration permettent alors de remonter au potentiel  $\zeta$ . Cette relation montre que le coefficient  $C_{ek}$ , souvent appelé "coefficient de couplage", croît avec la permittivité du milieu et le potentiel  $\zeta$  mais diminue avec la viscosité et la conductivité du fluide.

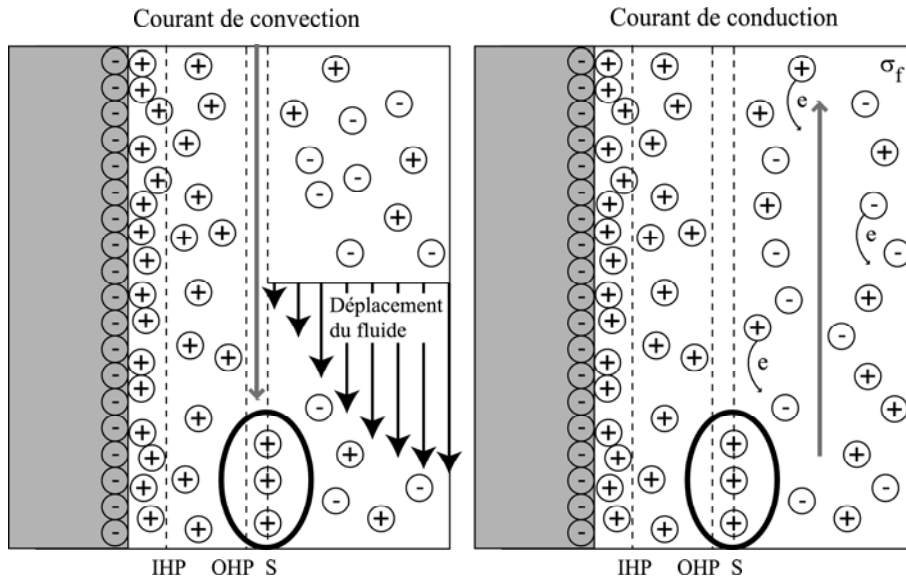


FIG. 2.3 – Courants de conduction et de convection générés par un gradient de pression dans un milieu poreux saturé

### 2.2.3 Mesures d'électrofiltration sur le terrain et en laboratoire

Plusieurs auteurs ont pu mettre en évidence des variations de potentiel spontané d'origine électrocinétique dans les failles avant (Corwin et Morrison, 1977; Miyakoshi, 1986) et éventuellement après les séismes (Pride *et al.*, 2004). Des anomalies peuvent également être mesurées lors de panaches géothermiques (Revil *et al.*, 1999a) ou dans les volcans actifs (Lenat *et al.*, 2000; Finizola *et al.*, 2003, 2004; Ishido, 2004). Enfin, ces méthodes s'avèrent être un outil précieux pour la surveillance des nappes aquifères (Titov *et al.*, 2000; Gibert et Pessel, 2001; Sailhac et Marquis, 2001; Darnet *et al.*, 2003) tant du point de vue de la localisation que de la surveillance des pollutions chimiques ou bactériennes (Naudet *et al.*, 2003), ou pour le suivi de stimulations de réservoirs (Marquis *et al.*, 2002).

Les couplages électrocinétiques dans les roches étant encore assez mal connus, la compréhension de ces données de terrain passe par la mise en place d'expériences de laboratoire. Ainsi, plusieurs études ont porté sur l'influence de différents paramètres tels que les caractéristiques du fluide (Jouniaux et Pozzi, 1995a; Lorne *et al.*, 1999a), de l'état de contraintes (Ishido et Mizutani, 1981; Jouniaux *et al.*, 1994; Jouniaux et Pozzi, 1997, 1995b; Lorne *et al.*, 1999b) ou encore de la perméabilité (Jouniaux *et al.*, 2000) sur le couplage électrocinétique.

On notera les mesures obtenues par Guichet *et al.* (2003) concernant l'influence du taux

de saturation sur le couplage électrocinétique. En injectant progressivement du gaz dans un échantillon de sable de Fontainebleau saturé, ces auteurs montrent que les couplages peuvent être soit constants, soit varier avec le taux de saturation. Dans le cas où le couplage est variable, il augmente linéairement avec le taux de saturation (figure 2.4) à partir d'un taux caractéristique d'environ 40%. Ce taux de saturation correspond au taux limite  $S_{w0}$  à partir duquel apparaissent des flux d'eau sous l'effet du gradient de pression. La relation de proportionnalité entre potentiel d'électrofiltration et gradient de pression est alors corrigée du taux de saturation effectif  $S_e$  :

$$S_e = \begin{cases} \frac{S_w - S_{w0}}{1 - S_{w0}} & \text{si } S_w > S_{w0} \\ 0 & \text{si } S_w < S_{w0} \end{cases} \quad (2.12)$$

et

$$\frac{\Delta V}{\Delta P} = C_{ek} = \frac{\epsilon \zeta}{\eta \sigma_f} S_e \quad (2.13)$$

Ces résultats montrent que l'influence du taux de saturation sur les couplages électrocinétiques peut éventuellement être très forte. Une saturation incomplète pourrait par exemple expliquer une mesure de couplage plus faible que ce qui est prévu par les théories proposées en saturation parfaite.

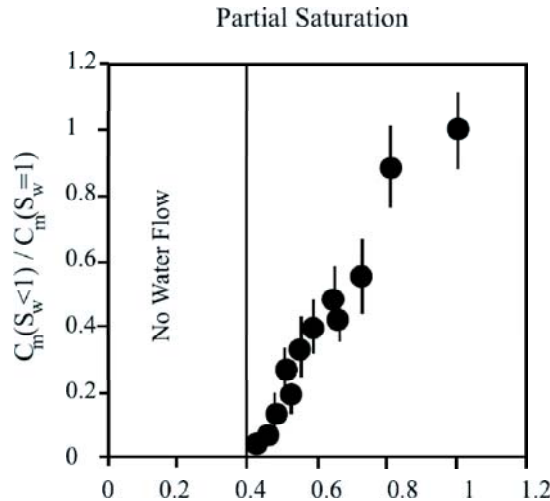


FIG. 2.4 – Couplage électrocinétique en fonction du taux de saturation lors de l'injection d'argon dans un sable de Fontainebleau contenant de l'eau (Guichet *et al.*, 2003).

Lorsque la perturbation dans le milieu poreux n'est plus due à un écoulement du fluide mais au passage d'une onde sismique, on observe également des effets électrokinétiques dits "sismo-électromagnétiques". Pour comprendre les propriétés de ce type de signaux, il convient de tenir compte à la fois du couplage électrokinétique et des propriétés de propagation sismique dans le milieu poreux saturé.

La compréhension des propriétés acoustiques des roches et des sols repose sur la caractérisation des vitesses et de l'atténuation. Dans la plupart des cas, compte tenu des échelles d'observation et de la faible porosité des roches, les lois de l'élastodynamique sont tout à fait adaptées au comportement mécanique du milieu. Mais lorsque celui-ci devient très fracturé, et *a fortiori* dans les matériaux granulaires, il devient nécessaire de tenir compte des fluides présents dans les pores.

La généralisation de l'élasticité linéaire aux milieux poreux a donné naissance à la poroélasticité linéaire. Cette approche suppose que les pores sont interconnectés et introduit la notion de pression intersticielle comme une conséquence directe de la déformation. Le comportement mécanique du milieu est alors caractérisé à la fois par la matrice solide et le fluide, mais également par leur capacité à interagir.



## 2.3 La théorie de Biot (1956)

Le comportement mécanique, et donc la propagation des ondes sismiques dans le milieu poreux sont complètement conditionnés par la présence de fluides dans les pores. A titre d'exemple, les mesures expérimentales de Knight et Nolen-Hoeksema (1990) présentées en figure 2.5 montrent clairement la dépendance de la vitesse des ondes P en fonction du taux de saturation de l'échantillon. On notera que dans le cas où l'échantillon est mis à saturation par imbibition, l'augmentation de la vitesse d'ondes P ne se produit que pour des taux de saturation supérieurs à 80 %. En désaturant l'échantillon progressivement par drainage, la décroissance est beaucoup plus progressive. Le contenu fréquentiel du champ d'onde sismique est également affecté par la présence d'eau dans les pores. Les mesures de Gardner *et al.* (1964) et Wyllie *et al.* (1962) montrent en effet que, à une fréquence donnée, l'amplitude des ondes qui se propagent dans le milieu poreux est sensiblement affectée par le taux de saturation. L'exemple du grès de Berea saturé en eau montre qu'une onde de fréquence 10 kHz est atténuée à plus de 20% dès lors que l'échantillon est saturé à environ 10%.

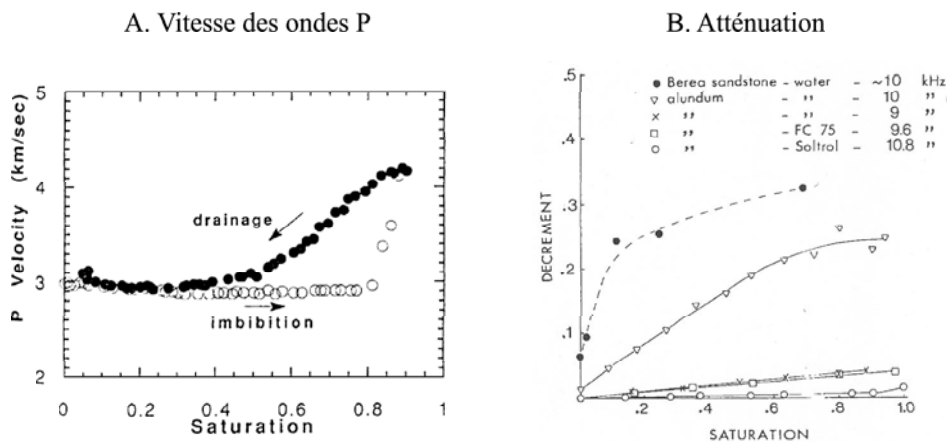


FIG. 2.5 – Etudes expérimentales de l'influence du taux de saturation sur la vitesse et l'atténuation : A. Mesures expérimentales des vitesses d'ondes P ultrasoniques dans un grès par Knight et Nolen-Hoeksema (1990), B. Atténuation pour différents matériaux et fluides ; grès Berea de Gardner *et al.* (1964) et alumine de Wyllie *et al.* (1962) (d'après Mavko et Nur (1979))

En se basant sur des expériences à contrainte de confinement très élevée sur des billes

de verre et des échantillons de grès et de calcaire, Wyllie *et al.* (1956, 1958) proposaient une loi de vitesse de propagation des ondes P intitulée "équation de la moyenne temporelle" :

$$\frac{1}{V_p} = \frac{\phi}{V_f} + \frac{1-\phi}{V_{Sol}} \quad (2.14)$$

où  $V_f$  est la vitesse des ondes  $P$  dans le fluide et  $V_{Sol}$  dans la matrice solide. Cette relation est valable pour les milieux granulaires mais généralement peu réaliste pour les roches dont la porosité est due à la fracturation. En particulier, cette relation suppose que les pores ne sont pas interconnectés et que l'eau est piégée dans le milieu, participant à la rigidification du squelette.

En prenant en compte les mouvements relatifs pore-fluide induit par le passage de l'onde sismique dans le milieu poreux, Biot fut le premier à prédire les effets d'atténuation dans les milieux poreux saturés. Ce modèle permet d'appréhender la totalité du champ d'ondes sismiques à l'échelle macroscopique.

### 2.3.1 Propagation sismique en milieu poreux saturé en fluides

La théorie de Biot (1956a,b, 1962) consiste à décrire les contraintes et la pression intersticielle comme la résultante d'effets visqueux (dûs à l'écoulement du fluide) et d'effets inertiels générés par l'entraînement d'une phase sur l'autre. Ce modèle repose sur différentes hypothèses :

- La longueur d'onde est grande devant la taille des pores ;
- Les déformations sont petites ;
- Les pores sont interconnectés, continus et complètement saturés ;
- La matrice solide est élastique et isotrope ;
- Les forces de friction grain à grain sont négligeables.

En prenant en compte à la fois les forces inertielles et visqueuses, Biot (1956a,b) obtient les équations de propagation d'une onde purement élastique se propageant dans un milieu poreux saturé. Ces relations sont décomposées en une partie purement divergente (ondes  $P$ ) et une partie purement rotationnelle (ondes  $S$ ).

Le déplacement du solide est noté  $\mathbf{u}_s$  et le déplacement du fluide  $\mathbf{u}_f$ . En définissant les densités  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{12}$  et  $\rho_{22}$  par :

$$\begin{cases} \rho_{11} = (1 - \phi)\rho_s + (\alpha_\infty - 1)\phi\rho_f \\ \rho_{12} = -(\alpha_\infty - 1)\phi\rho_f \\ \rho_{22} = \alpha_\infty\phi\rho_f \end{cases} \quad (2.15)$$

Il obtient sous une forme vectorielle :

$$\begin{aligned} G_{fr} \nabla^2 \mathbf{u}_s + \nabla [(A + G_{fr}) \nabla \cdot \mathbf{u}_s + Q \nabla \cdot \mathbf{u}_f] &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{11} \mathbf{u}_s + \rho_{12} \mathbf{u}_f) + b(c) \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) \\ \nabla [Q \nabla \cdot \mathbf{u}_s + R \nabla \cdot \mathbf{u}_f] &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_{12} \mathbf{u}_s + \rho_{22} \mathbf{u}_f) + b(c) \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) \end{aligned} \quad (2.16)$$

où

$$P = \frac{(1 - \phi)(1 - \phi - K_{fr}/K_s)K_s + \phi K_s K_{fr}/K_f}{1 - \phi - K_{fr}/K_s + \phi K_s/K_f} + \frac{4}{3} G_{fr} \quad (2.17)$$

$$Q = \frac{(1 - \phi - K_{fr}/K_s)\phi K_s}{1 - \phi - K_{fr}/K_s + \phi K_s/K_f} \quad (2.18)$$

$$R = \frac{\phi^2 K_s}{1 - \phi - K_{fr}/K_s + \phi K_s/K_f} \quad (2.19)$$

et

$$A = 1 - \phi - K_{fr}/K_s + \phi K_s/K_f - \frac{2}{3} G_{fr} \quad (2.20)$$

Dans ces expressions, le terme  $b(c)$  correspond au coefficient de dissipation qui sera explicité par la suite. Les coefficients R, Q et P sont les coefficients élastiques de la théorie de Biot. On utilisera également par la suite le coefficient H :

$$H = P + R + 2Q \quad (2.21)$$

### 2.3.2 Fréquence de relaxation

On peut distinguer deux cas relatifs au comportement du fluide en fonction de la fréquence caractéristique des ondes. A basse fréquence, le mouvement du fluide est décrit par un écoulement de Poiseuille dominé par les forces visqueuses. Lorsque la fréquence augmente, les mouvements inertiels deviennent dominants. La fréquence de relaxation  $f_c$ , pour laquelle les pertes d'énergie sont maximales, donne la limite entre les domaines basse et haute fréquence :

$$f_c = \frac{\phi\eta}{2\pi\rho_f\kappa_0} \quad (2.22)$$

Cette fréquence caractéristique du matériau et du fluide saturant correspond à la fréquence où les forces visqueuses sont égales aux forces inertielles et où la dissipation de l'énergie est maximale. Si l'on se place dans le cas où le milieu contient de l'eau, on voit que le paramètre déterminant est la perméabilité intrinsèque du milieu qui peut varier de plusieurs ordres de grandeurs selon la nature du milieu. On notera en particulier que plus la perméabilité est importante, plus la fréquence de relaxation est basse. Par exemple, pour un milieu de porosité  $\phi = 0.3$ , un fluide de viscosité dynamique  $\eta = 10^{-3}$  et de densité  $\rho_f = 10^3$ , la fréquence de relaxation varie de 500 Hz pour une perméabilité  $\kappa_0$  de l'ordre de  $10^{-10}$  mais atteint 500 kHz pour  $\kappa_0 = 10^{-13}$ .

### 2.3.3 Domaine basse fréquence $f < f_c$

Dans le cas des basses fréquences où, comme on l'a vu, l'hypothèse de l'écoulement de Poiseuille est respectée, le coefficient de dissipation  $b(c)$  est réel et constant. Il est alors proportionnel à la perméabilité  $\kappa_0$  :

$$b(c) = b = \frac{\eta\phi^2}{\kappa_0} \quad (2.23)$$

En introduisant les coefficients  $\sigma_{ii}$  qui définissent les propriétés élastiques du matériau :

$$\sigma_{11} = \frac{P}{H} \quad \sigma_{22} = \frac{R}{H} \quad \sigma_{12} = \frac{Q}{H} \quad (2.24)$$

ainsi que les coefficients  $\gamma_{ii}$  qui caractérisent ses propriétés dynamiques :

$$\gamma_{11} = \frac{\rho_{11}}{\rho} \quad \gamma_{22} = \frac{\rho_{22}}{\rho} \quad \gamma_{12} = \frac{\rho_{12}}{\rho} \quad (2.25)$$

**Ondes P** En prenant la divergence de l'équation de propagation 2.16 dans le cas d'une onde plane, on obtient un polynôme du second degré dont les racines nous donnent les vitesses des ondes P :

$$(\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2)z^2 - (\sigma_{22}\gamma_{11} + \sigma_{11}\gamma_{22} - 2\sigma_{12}\gamma_{12})z + (\gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma_{12}^2) + \frac{ib}{\omega\rho}(z - 1) = 0 \quad (2.26)$$

Les deux racines  $z_1 < z_2$ , définissent deux ondes de compression dont les vitesses de phase  $V_1$  et  $V_2$  sont données par :

$$V_1^2 = \frac{H}{\rho z_1} \quad V_2^2 = \frac{H}{\rho z_2} \quad (2.27)$$

**Ondes  $S$**  De même, en prenant le rotationnel de 2.16, on peut mettre en évidence la dispersion des ondes  $S$  dont la vitesse de phase  $v_s$  est :

$$\frac{v_s}{V_s} = 1 + \frac{1}{8} [4\gamma_{22} - (\gamma_{12} + \gamma_{22})^2] \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \quad (2.28)$$

où

$$V_s^2 = \frac{G}{\rho} \quad (2.29)$$

### 2.3.4 Domaine haute fréquence $f > f_c$

Biot (1956b) propose également une généralisation de sa théorie à des fréquences plus élevées. Lorsque la longueur d'onde devient comparable à la taille des pores, l'hypothèse de l'écoulement de Poiseuille n'est plus valable. Le facteur de dissipation prend une forme complexe et devient (Dunn, 1986) :

$$b(c) = \frac{\eta\phi^2}{\kappa_0} \left( -\frac{c^2}{4} \frac{J_1(c)}{cJ_0(c) - 2J_1(c)} \right) \quad (2.30)$$

où

$$c = i^{1,5} \sqrt{8 \frac{f}{f_c}} \quad (2.31)$$

et les fonctions  $J_i$  sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre  $i$ .

### 2.3.5 Apports, Limites et développements de la théorie de Biot

La théorie de Biot fut la première à donner une méthode de quantification des pertes d'énergie dues aux mouvements relatifs pores-fluide. Il montre que la solution de l'équation de propagation des ondes P n'est plus unique : il existe deux ondes de compression qui se propagent indépendamment dans le milieu. L'onde la plus rapide (notée  $P_f$ ) est peu dispersive et peu atténuée donc très facilement visible sur le terrain. L'onde la plus lente (notée  $P_s$ ) est très dispersive, atténuée et donc très rarement observée. On notera que l'onde lente de Biot est caractérisée par une opposition de phase entre les déplacements de la matrice et du fluide. La formulation des vitesses de phase présentée par Biot est assez complexe. Pour en simplifier l'usage, certains auteurs comme Geertsma et Smit (1961) ou Johnson et Plona (1982) proposent des approximations à très basses et très hautes fréquences.

Les mécanismes d'atténuation par viscosité ne semblent pas suffisants pour expliquer la totalité des pertes d'énergie observées sur des données réelles. Par exemple, la prise en compte de l'hétérogénéité du milieu à différentes échelles permet d'introduire des effets de flux locaux (squirt flows) qui peuvent, à haute fréquence, représenter des pertes bien supérieures aux effets inertiels (Mavko et Jizba, 1991).

Par ailleurs, la théorie de Biot n'est valable que dans les roches complètement saturées puisque les phases minérales et fluides sont supposées uniques et les modules d'incompressibilité et de cisaillement homogènes. En dehors des fonds marins, les sols ne sont la plupart du temps que partiellement saturés. Il devient donc nécessaire de tenir compte de la présence de bulles d'air piégées entre les grains.

### 2.3.6 Milieu partiellement saturé

La caractérisation du comportement mécanique des sols suivant leur taux de saturation concerne aussi bien les roches réservoir (Mavko et Nur, 1979; Mavko et Nolen-Hoeksema, 1994; Cadoret *et al.*, 1995; Carrara *et al.*, 1999) que les risques de liquéfaction des sols (Yang et Sato, 2001; Tamura *et al.*, 2002; Tsukamoto *et al.*, 2002; Yang, 2002). Comme on l'a vu sur la figure 2.5, le comportement de la vitesse des ondes  $P$  en fonction du taux de saturation est complexe puisqu'elles sont légèrement ralenties lorsque la saturation augmente et très accélérées lorsque la saturation devient complète.

La manière la plus commune pour aborder le problème de la saturation partielle est de considérer le module d'incompressibilité du milieu en remplaçant le mélange de fluides par un fluide effectif. Cette méthode a été discutée théoriquement et expérimentalement par Domenico (1976), Mavko et Nolen-Hoeksema (1994), Cadoret *et al.* (1995). Dans le cas où le milieu poreux contient des fluides différents, de modules  $K_i$  intimement mélangés à l'échelle des pores à des taux de saturation  $S_i$ , on peut simplement remplacer le module d'incompressibilité par la moyenne :

$$\frac{1}{K_f} = \sum \frac{S_i}{K_i} \quad (2.32)$$

Cette moyenne peut également être appliquée à la densité du fluide  $\rho_f$ .

$$\rho_f = \sum S_i \rho_i \quad (2.33)$$

Ces expressions seront utilisées par la suite (chapitre 4) pour l'estimation des vitesses dans un sable partiellement saturé. Nous verrons alors que cette méthode de moyennage des modules d'incompressibilité induit une variation fortement non linéaire de la vitesse des ondes  $P$  assez semblable aux données de Knight et Nolen-Hoeksema (1990) (figure 2.5).

La théorie de Biot nous permet d'appréhender la propagation d'onde sismique en milieu poreux et constitue une base théorique solide pour l'évaluation des interactions mécaniques entre le fluide et la roche. Pour bien décrire les interactions électrocinétiques lorsque le fluide est mis en mouvement par la propagation d'une onde sismique, il convient de coupler à la fois la théorie des couplages et de la propagation en milieu poreux dans une même base théorique.

## 2.4 La théorie de Pride (1994)

L'intérêt des géophysiciens pour les effets sismo-électromagnétiques date des années 1940 (Frenkel, 1944). Très tôt, des mesures de terrain ont montré la possibilité de les utiliser comme une nouvelle méthode de prospection géophysique (Martner et Sparks, 1959; Mazanova *et al.*, 1965; Long et Rivers, 1975; Chernyak, 1975, 1976). A cette époque, ces auteurs ne disposaient pas d'une théorie complète sur les modes de conversion entre énergie sismique et électrique et les interprétations étaient souvent partielles ou qualitatives.

Après la publication de la théorie de Pride (1994), l'étude des effets sismo-électromagnétiques a bénéficié d'un regain d'intérêt considérable tant du point de vue théorique (Pride et Haartsen, 1996; Mikhailenko et Soboleva, 1997; Haartsen *et al.*, 1998; Svetov et Gubatenko, 1999; Pride et Garambois, 2002) qu'expérimental (Russell *et al.*, 1997; Mikhailov *et al.*, 1997; Garambois et Dietrich, 2001; Zhu et Toksöz, 2003, 2005). Ces développements ont par ailleurs ouvert la voie aux modèles numériques qui ont permis de démontrer la possibilité d'utiliser ces effets à la fois pour la caractérisation du milieu poreux et pour la localisation des anomalies physico-chimiques du sol (Haartsen et Pride, 1997; Garambois et Dietrich, 2002; White, 2005).

La théorie de Pride (1994), qui constitue à la fois une généralisation des lois de Biot et un développement des phénomènes électrocinétiques, prévoit l'existence d'un champ sismo-

électrique et d'un champ sismo-magnétique. Après avoir énoncé les grandes lignes de cette théorie, nous verrons au travers des travaux réalisés par différents auteurs, que ces mesures restent délicates et nécessitent parfois des développements instrumentaux ou des améliorations du traitement des signaux.

### 2.4.1 Généralisation de la théorie de Biot

La démarche adoptée par Pride consiste à définir un volume unité à l'échelle macroscopique et d'y moyenner les équations microscopiques des phases fluides et solides. Dans cette nouvelle approche, la perméabilité, la conductivité et le couplage électrocinétique deviennent complexes et dépendent de la fréquence. Les hypothèses utilisées par Pride (1994) pour l'élaboration de sa théorie des couplages sismo-électromagnétiques sont les suivantes :

1. Le milieu est isotrope et complètement saturé ;
2. Les perturbations sismiques sont linéaires ;
3. La matrice rocheuse est isotrope ;
4. La longueur d'onde est grande devant la taille des grains ;
5. Il n'y a pas de couplage thermomécanique ;
6. Le fluide est visqueux, monophasique et newtonien ;
7. Les concentrations dans le fluide sont inférieures à 1 mol/L ;
8. Les courants issus des forces de Lorentz sont négligeables devant les courants de conduction et de convection.

### 2.4.2 Equations macroscopiques

La théorie des couplages sismo-électromagnétiques présentée ici concerne des milieux poreux bi-phasiques c'est à dire complètement saturés en fluide. Elle s'applique particulièrement aux milieux granulaires comme le sable ou le grès. Le terme "macroscopique" signifie que les longueurs d'ondes des perturbations sont grandes devant la taille des grains. Les équations macroscopiques proposées par Pride (1994) caractérisent les contraintes mécaniques, le transport des charges ainsi que les lois de l'électromagnétisme et permettent de contraindre complètement la propagation des champs d'ondes. Les notations déjà utilisées ne seront plus explicitées dans le texte mais le lecteur pourra retrouver leur signification en annexe A.



La fréquence de relaxation qui sépare les domaines d'atténuation visqueuse et inertielle, est définie ici sous forme de pulsation ( $\omega$ ). Elle diffère légèrement de celle utilisée par Biot puisqu'elle prend en compte le facteur de formation du milieu  $\phi/\alpha_\infty$  :

$$\omega_c = \frac{\phi}{\alpha_\infty \kappa_0} \frac{\eta}{\rho_f} \quad (2.34)$$

### Equations mécaniques

Pour décrire le comportement mécanique du milieu on peut écrire l'expression du tenseur des contraintes  $\tau_B$  défini dans le milieu poreux par :

$$\tau_B = \phi \tau_f + (1 - \phi) \tau_s \quad (2.35)$$

où  $\tau_f$  et  $\tau_s$  sont respectivement les tenseurs de contraintes agissant sur le fluide et le solide. La présence de la phase fluide, comme on l'a déjà vu, implique de prendre en compte le champ de pression intersticielle  $p$  ainsi que le déplacement relatif pore/fluide  $\mathbf{w}$ , défini comme l'intégrale de la vitesse de Darcy :

$$\mathbf{w} = \phi(\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) \quad (2.36)$$

Les équations mécaniques proposées par Pride (1994) pour décrire le comportement du milieu poreux saturé correspondent à une généralisation des lois de Biot et tiennent compte des conditions aux limites entre les deux phases :

$$\nabla \cdot \tau_B = -\omega^2 (\rho \mathbf{u}_s + \rho_f \mathbf{w}) \quad (2.37)$$

$$\tau_B = (K_G \nabla \cdot \mathbf{u}_s + C \nabla \cdot \mathbf{w}) \mathbf{I} + G_{fr} \left( \nabla \mathbf{u}_s + \nabla \mathbf{u}_s^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}_s \mathbf{I} \right) \quad (2.38)$$

$$-p = C \nabla \cdot \mathbf{u}_s + M \nabla \cdot \mathbf{w} \quad (2.39)$$

où  $\mathbf{I}$  est la matrice identité et où les nouveaux coefficients élastiques relatifs à la déformation sont :

$$K_G = \frac{K_{fr} + \phi K_f + (1 + \phi) K_s \Delta}{1 + \Delta} \quad (2.40)$$

$$C = \frac{K_f + K_s \Delta}{1 + \Delta} \quad (2.41)$$

$$M = \frac{K_f}{\phi(1 + \Delta)} \quad (2.42)$$

$$\Delta = \frac{K_f}{\phi K_s^2} [(1 - \phi)K_s - K_{fr}] \quad (2.43)$$

### Equations de transport

Les équations de transport décrivent les flux d'eau et de courants électriques dans les pores et, par conséquent, les couplages électrocinétiques générés par la déformation du milieu. Les champs caractéristiques sont la densité de courant  $\mathbf{J}$  et le mouvement relatif pores/fluide  $\mathbf{w}$ . Ils font apparaître le couplage électrocinétique  $L(\omega)$ , la perméabilité  $k(\omega)$  et la conductivité effective  $\sigma(\omega)$  sous une forme complexe qui dépend de la fréquence :

$$\mathbf{J} = \sigma(\omega)\mathbf{E} + L(\omega)(-\nabla p + \omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s) \quad (2.44)$$

$$-i\omega \mathbf{w} = L(\omega)\mathbf{E} + \frac{\kappa(\omega)}{\eta}(-\nabla p + \omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s) \quad (2.45)$$

### Coefficient de couplage électrocinétique $L(\omega)$

On retrouve dans les équations 2.44 et 2.45 les expressions de deux contributions. La première,  $\sigma(\omega)\mathbf{E}$ , correspond au courant de conduction évoqué au paragraphe 2.2.2 sous la forme d'une loi d'Ohm généralisée. On reconnaît dans le deuxième terme en  $L(\omega)$  le courant de convection qui lui a donné naissance. Dans ces expressions, on considère que les coefficients de couplages pour les effets d'électrofiltration et d'électro-osmose sont identiques et peuvent être écrits sous la forme d'un même coefficient  $L(\omega)$ . Celui ci est donné par :

$$L(\omega) = L_0 \left[ 1 - i \frac{\omega}{\omega_c} \frac{m}{4} \left( 1 - 2 \frac{d}{\Lambda} \right)^2 \left( 1 - i^{3/2} d \sqrt{\frac{\omega \rho_f}{\eta}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.46)$$

où :

$$L_0 = -\frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_{rf} \zeta}{\eta} \left(1 - 2\frac{d}{\Lambda}\right) \quad (2.47)$$

$L_0$  est la partie statique du couplage  $L(\omega)$ , c'est à dire à fréquence nulle. Dans ces expressions,  $d$  est la longueur de Debye, c'est à dire l'épaisseur de la couche diffuse définie en figure 2.2. On suppose ici que  $d$  est plus petit que tous les autres paramètres géométriques du milieu poreux. Dans le cas d'un électrolyte monovalent de concentration  $C_0$  à température ambiante,  $d$  peut être estimé par :

$$d = \frac{3 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{C_0}} \quad (2.48)$$

On définit deux paramètres fondamentaux de la géométrie des pores  $m$  et  $\Lambda$ . Des mesures de laboratoire (Charlaix *et al.*, 1988; Johnson *et al.*, 1994) et des modèles numériques (Johnson *et al.*, 1987; Pride *et al.*, 1993) montrent que le coefficient  $m$  prend des valeurs  $2 \leq m \leq 8$  pour des milieux allant du matériau granulaire à l'empilement de tubes de rayons variables. Nous utiliserons par la suite la valeur moyenne  $m = 6$  et nous en déduirons  $\Lambda$ , le rayon moyen des pores, à partir de la relation :

$$\Lambda = \sqrt{\frac{\kappa_0 m \alpha_\infty}{\phi}} \quad (2.49)$$

$L_0$  caractérise le couplage à fréquence nulle. Pour pouvoir utiliser les résultats expérimentaux des mesures de couplages électrocinétiques évoquées au paragraphe 2.2.3, on pourra négliger le terme  $d/\Lambda$  et écrire :

$$L_0 = -\frac{\phi}{\alpha_\infty} C_{ek} \sigma_f \quad (2.50)$$

### **Conductivité effective $\sigma(\omega)$**

Contrairement au paragraphe 2.1.3, le minéral n'est plus considéré ici comme un isolant et il convient de prendre en compte les conductances de surface. La conductivité effective  $\sigma(\omega)$  qui apparaît dans l'équation 2.44 correspond à la somme de deux contributions. La première, associée à l'électromigration des ions dans les pores, est caractérisée par la conductivité du fluide  $\sigma_f$ . La deuxième est liée aux propriétés de conduction de l'interface solide/fluide et comprend un terme d'électrofiltration  $C_{em}$  et un terme d'électro-osmose

$C_{os}$ . Ces effets, décrits par Revil et Glover (1997), sont pris en compte dans les équations de transport par la réécriture de la conductivité effective :

$$\sigma(\omega) = \frac{\phi \sigma_f}{\alpha_\infty} \left[ 1 + 2 \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\sigma_f \Lambda} \right] \quad (2.51)$$

La formulation complexe et la dépendance en fréquence est introduite par le terme d'électro-osmose  $C_{os}$ . On notera que dans le domaine basse fréquence, l'hypothèse du minéral isolant ( $\sigma = \frac{\phi \sigma_f}{\alpha_\infty}$ ) est justifiée et simplifie beaucoup l'écriture des équations de transport.

### *Perméabilité dynamique $k(\omega)$*

De même, la perméabilité qui apparait dans l'équation 2.45 devient complexe et dépendante de la fréquence :

$$\kappa(\omega) = \kappa_0 \left[ \sqrt{1 - i \frac{\omega}{\omega_c} \frac{4}{m}} - i \frac{\omega}{\omega_c} \right]^{-1} \quad (2.52)$$

Cette expression de la perméabilité dynamique provient des travaux de Johnson *et al.* (1987). Ces auteurs montraient par ailleurs que la dépendance en fréquence est beaucoup plus significative à haute fréquence, lorsque l'épaisseur de peau  $\delta = \sqrt{\eta/\omega \rho_f}$  devient comparable à la taille des grains.

### **Equations de Maxwell**

L'existence d'une densité de courant  $\mathbf{J}$  associée à la propagation sismique induit la présence d'un champ magnétique transitoire. La théorie de Pride utilise la totalité des équations de Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (2.53)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (2.54)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_{rT} \mathbf{E} \quad (2.55)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.56)$$

où  $\mathbf{H}$  est le champ magnétique,  $\mathbf{B}$  la densité de flux magnétique, et  $\mathbf{D}$  le déplacement électrique. Le coefficient  $\mu_0$  est la susceptibilité magnétique du vide,  $\epsilon_0$  sa permittivité, et  $\epsilon_{rT}$  la constante diélectrique effective du milieu poreux calculée grâce à l'expression 2.10.

### 2.4.3 Caractérisation de la propagation

#### Modes de propagation et vitesses de phase

Comme on l'a vu au paragraphe 2.3, la prise en compte des effets visqueux et inertiels dans la propagation sismique induit l'existence de deux types d'ondes P. La propagation sismique dans le milieu poreux se traduit donc par trois types d'ondes de volume susceptibles d'être couplés à des phénomènes électrocinétiques ( $P_f$ ,  $P_s$  et  $S$ ). Nous verrons également que, dans certains cas favorables, une onde électromagnétique ( $EM$ ) peut être générée lorsque le champ d'onde sismique rencontre une discontinuité du milieu. En considérant les parties longitudinales (ondes  $P$  purement divergentes) et transverses d'une propagation sismique en ondes planes, Pride et Haartsen (1996) proposent des expressions des vitesses de phase pour chacun de ces modes. Ces vitesses sont données sous forme de lenteur ( $[vitesse]^{-1}$ ) :

Pour les ondes P rapides,

$$2s_{P_f}^2 = \gamma - \sqrt{\gamma^2 - \frac{4\tilde{\rho}\rho}{MH_P - C^2} \left( \frac{\rho_t}{\rho} + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right)} \quad (2.57)$$

Pour les ondes P lentes,

$$2s_{P_s}^2 = \gamma + \sqrt{\gamma^2 - \frac{4\tilde{\rho}\rho}{MH_P - C^2} \left( \frac{\rho_t}{\rho} + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right)} \quad (2.58)$$

avec

$$\gamma = \frac{\rho M + \tilde{\rho}H(1 + \rho \frac{L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}}) - 2\rho_f C}{MH_P - C^2} \quad (2.59)$$

Pour les ondes S,

$$2s_S^2 = \frac{\rho_t}{G_{fr}} + \mu_0 \tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right) + \sqrt{\left[ \frac{\rho_t}{G_{fr}} - \mu_0 \tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right) \right]^2 - 4\mu_0 \frac{\rho_f^2 L(\omega)^2}{G_{fr}}} \quad (2.60)$$

Pour les ondes EM,

$$2s_{EM}^2 = \frac{\rho_t}{G_{fr}} + \mu_0 \tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right) - \sqrt{\left[ \frac{\rho_t}{G_{fr}} - \mu_0 \tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right) \right]^2 - 4\mu_0 \frac{\rho_f^2 L(\omega)^2}{G_{fr}}} \quad (2.61)$$

où  $H_P = K_G + 4G_{fr}$  est un module élastique et les modules  $M$  et  $C$  sont ceux définis en 2.42 et 2.41. Les expressions  $\rho_t$  et  $\tilde{\rho}$  représentent respectivement les densités complexe et effective du milieu poreux. Ces deux nouveaux paramètres de densité sont donnés par :

$$\rho_t = \rho - \frac{\rho_f^2}{\tilde{\rho}} \quad (2.62)$$

et

$$\tilde{\rho} = \frac{i}{\omega} \frac{\eta}{\kappa(\omega)} \quad (2.63)$$

Le terme  $\tilde{\epsilon}$  correspond à la permittivité effective du milieu poreux qui prend en compte les pertes d'énergies par conduction et par électro-osmose :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_0 \epsilon_{rT} + \frac{i}{\omega} \sigma(\omega) - \tilde{\rho}(\omega) L^2(\omega) \quad (2.64)$$

Les vitesses de phase des ondes  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S$  et  $EM$  sont alors données par la partie réelle des lenteurs :

$$V_{P_f} = \frac{1}{\text{Re}(s_{P_f})} \quad V_{P_s} = \frac{1}{\text{Re}(s_{P_s})} \quad V_S = \frac{1}{\text{Re}(s_S)} \quad V_{EM} = \frac{1}{\text{Re}(s_{EM})} \quad (2.65)$$

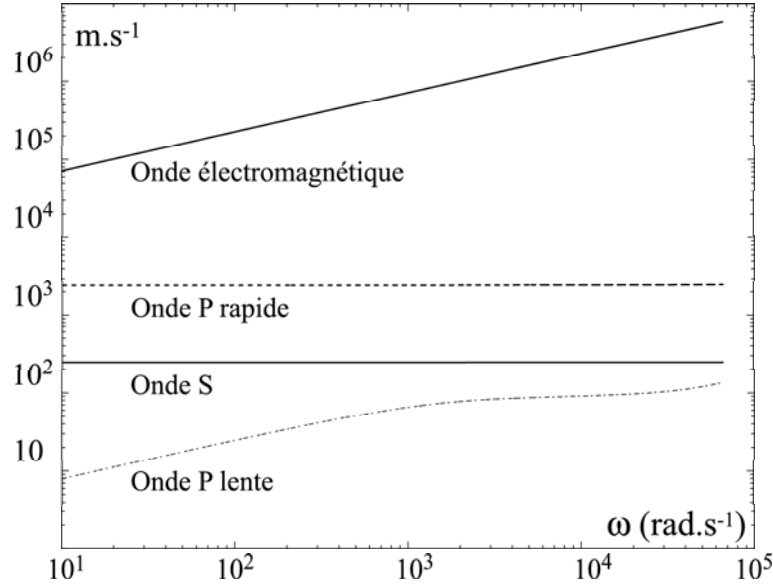


FIG. 2.6 – Vitesses de phase des ondes P rapides ( $V_{P_f}$ ), P lentes ( $V_{P_s}$ ),  $V_S$  et électromagnétique ( $EM$ ) d'après Pride et Haartsen (1996)

La figure 2.6 montre les vitesses de phase des ondes  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S$  et  $EM$  pour un sable compacté dont les caractéristiques, issues de Haartsen et Pride (1997), sont rappelées dans le tableau 2.6. Comme prévu par la théorie de Biot, toutes les ondes sont dispersives. C'est à dire que les vitesses de propagation dépendent de la fréquence. Ces effets de dispersion sont très faibles pour les ondes  $P_f$  et  $S$  mais très importants pour les ondes  $P_s$  et  $EM$ . La vitesse de phase de l'onde  $EM$  est dispersive dans le régime diffusif (basse fréquence) qui nous intéresse ici. Par ailleurs, lorsque le couplage électrocinétique  $L(\omega)$  tend vers 0, les vitesses de phase données par Pride et Haartsen (1996) coïncident avec les résultats de Biot (1956a).

$\phi$	$\alpha_\infty$	$k_0$ ( $m^2$ )	$\sigma_f$ ( $S/m$ )	$\rho_f$ ( $kg/m^3$ )	$\rho_s$ ( $kg/m^3$ )	$\eta$ ( $Pa.s$ )	$K_s$ ( $Pa$ )	$K_{fr}$ ( $Pa$ )	$K_f$ ( $Pa$ )	$G_{fr}$ ( $Pa$ )
0.1	3	$10^{-11}$	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$10^3$	2650	$10^{-3}$	$36 \cdot 10^9$	$0.12 \cdot 10^9$	$2.22 \cdot 10^9$	$0.15 \cdot 10^9$

TAB. 2.6 – Caractéristiques du milieu poreux utilisées pour le calcul des vitesses de phase et des facteurs de qualité calculés en figures 2.6 et 2.7

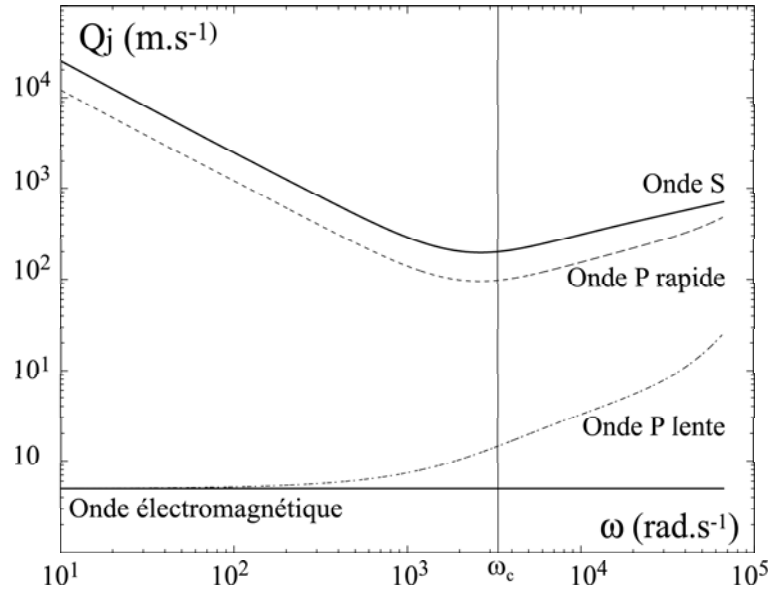
## Atténuation

L'atténuation des ondes est caractérisée par le coefficient  $Q_j$ , appelé "facteur de qualité" ou "coefficient d'atténuation". Il est calculé à partir des parties imaginaires et réelles des lenteurs :

$$Q_j = \frac{Re(s_j)}{2 Im(s_j)} \quad \text{où } j = P_f, P_s, S \text{ ou } EM \quad (2.66)$$

Lorsque  $Q_j$  est faible, l'onde correspondante est très atténuée et difficile à observer. La figure 2.7 présente les atténuations des ondes  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S$  et  $EM$  associées aux vitesses de la figure 2.6. Pour les ondes  $P_f$  et  $S$ , on observe très nettement le passage du régime visqueux ( $\omega < \omega_c$ ) au régime inertiel ( $\omega > \omega_c$ ). Lorsque  $\omega = \omega_c$ , les pertes d'énergie sont maximales et les ondes  $P_f$  et  $S$  très atténuées : le coefficient  $Q$  est minimum.

Les ondes  $P_s$  et  $EM$  sont très atténuées et très difficilement observables dans les basses fréquences. Une augmentation du facteur de qualité est observable dans les hautes fréquences à partir d'un seuil qui dépend de la porosité (Garambois, 1999). Cette transition se produit pour une valeur de  $\omega$  assez basse pour les ondes  $P_s$  mais beaucoup plus élevée pour les ondes  $EM$  (non visible sur la figure 2.7).

FIG. 2.7 – Atténuation des ondes  $P_f$ ,  $P_S$ ,  $S$  et  $EM$  d'après Pride et Haartsen (1996)

#### 2.4.4 Champs sismo-électriques et sismo-magnétiques

En combinant la théorie de Biot et les équations de Maxwell, la théorie de Pride prévoit l'existence simultanée de champs sismo-électrique et sismo-magnétique dans le milieu poreux. Nous allons voir que, contrairement au cas de la propagation d'une onde électromagnétique dans le vide, les relations de passage de l'un à l'autre champ sont plus complexes que de simples calculs différentiels.

La propagation sismique fait intervenir des ondes de volume dont les vitesses de phase dans le milieu poreux saturé ont été explicitées au paragraphe 2.4.3. Par définition, les ondes  $P$  dites de compression-dilatation sont purement divergentes, donc à rotationnel nul. À l'inverse, les ondes  $S$  de cisaillement sont à divergence nulle. Par ailleurs, Pride et Haartsen (1996) montrent que le champ électrique  $E$  est toujours proportionnel aux déplacements induits par la propagation sismique. Puisque, d'après les équations de Maxwell, le champ magnétique  $H$  est calculé à partir du rotationnel du champ  $E$ , on comprend que les ondes  $P$  n'ont aucune influence sur le champ magnétique. Ce qui revient à dire qu'il n'existera pas de champ sismo-magnétique s'il n'y a pas de composante cisailante dans la propagation. Cette différenciation des modes de propagation associés doit permettre de vérifier l'origine électrocinétique des mesures électriques et magnétiques.



### Systèmes PSVTM et SHTE

En propagation d'onde sismique, on peut différencier deux systèmes en fonction de la polarisation de la source. Si l'excitation sismique est orientée dans le plan de propagation, les ondes générées dans le milieu isotrope et uniforme sont polarisées dans le plan de propagation (système P-SV). Si la source est horizontale et orthogonale au plan de propagation, on parle de système *SH* puisque les ondes générées sont exclusivement de type *S* horizontales.

En raison des propriétés géométriques des ondes *P* et *S* que nous venons d'évoquer, Pride et Haartsen (1996) généralisent ces deux configurations aux deux systèmes *PSVTM* et *SHTE*. En effet, dans le système *PSV*, le rotationnel des ondes *SV* donnera toujours un champ sismo-magnétique transverse soit *TM*. De la même manière, l'excitation en ondes *SH* donnera toujours un champ sismo-électrique transverse soit *TE*.

#### 2.4.5 Développements de la théorie de Pride (1994)

##### Fonctions de transfert entre énergies sismique et électromagnétique

Au cours d'études de terrain, Garambois et Dietrich (2001) observaient des similitudes frappantes entre enregistrements sismiques et sismo-électriques. Afin de caractériser théoriquement ces observations, ces auteurs proposent une expression des fonctions de transfert entre champ sismo-électrique et accélération et entre champ sismo-magnétique et vitesse. Ces auteurs se placent dans une hypothèse basse fréquence toujours valable pour des mesures sismiques de terrain ( $\omega \ll \omega_c$ ) :

$$\mathbf{E} \approx \frac{1}{\sigma_f} \frac{\epsilon \rho_f \zeta}{\eta} \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_f} \frac{C}{H_P} \right) \ddot{\mathbf{u}}_{\mathbf{P}_f} \quad (2.67)$$

où  $\ddot{\mathbf{u}}_{\mathbf{P}_f}$  est l'accélération en un point due au passage des ondes *P<sub>f</sub>*.

$$|\mathbf{H}| \approx \frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon \rho_f |\zeta|}{\eta} \sqrt{\frac{G_{fr}}{\rho}} |\dot{\mathbf{u}}_{\mathbf{S}}| \quad (2.68)$$

où  $\dot{\mathbf{u}}_{\mathbf{S}}$  est la vitesse en un point due au passage des ondes *S*.

Par ailleurs, on voit dans ces relations que, dans le cas où l'origine électrocinétique des phénomènes est incontestable, les mesures de signaux sismo-électriques (**E**) et sismo-magnétiques (**H**) peuvent donner accès à des paramètres tels que la conductivité du fluide  $\sigma_f$ .

### Conversion électromagnétique sur une interface physico-chimique

Les couplages sismo-électriques ont souvent été étudiés sur le terrain (Thompson et Gist, 1993; Garambois, 1999; Garambois et Dietrich, 2001) en utilisant une antenne linéaire de capteurs composée d'une série de géophones horizontaux et de paires d'électrodes disposées régulièrement en surface (figure 2.8 A). Ce choix permet de comparer directement les champs sismiques et électriques mesurés en un point du dispositif.

Lorsque l'onde sismique qui se propage dans le sol rencontre une interface, par exemple un changement de perméabilité, ou de conductivité, on peut détecter en surface un champ électrique qui parvient au même instant sur toutes les paires d'électrodes. L'analyse des électrogrammes montre que le temps d'arrivée de cet événement est égal au temps nécessaire à l'onde P pour parvenir jusqu'à la profondeur de l'interface (Thompson et Gist, 1993).

Lorsque l'onde se propage dans le milieu 1 (figure 2.8 B), le couplage sismo-électrique décrit précédemment donne naissance à des différences de potentiel  $\Delta V1$  qui accompagnent l'onde sismique. Lorsque celle-ci parvient sur l'interface, la propagation dans le milieu 2 donne lieu à des couplages  $\Delta V2$  différents. Cette discontinuité du potentiel agit comme une source d'ondes électromagnétiques un rayonnement équivalent à celui d'un dipôle électrique.

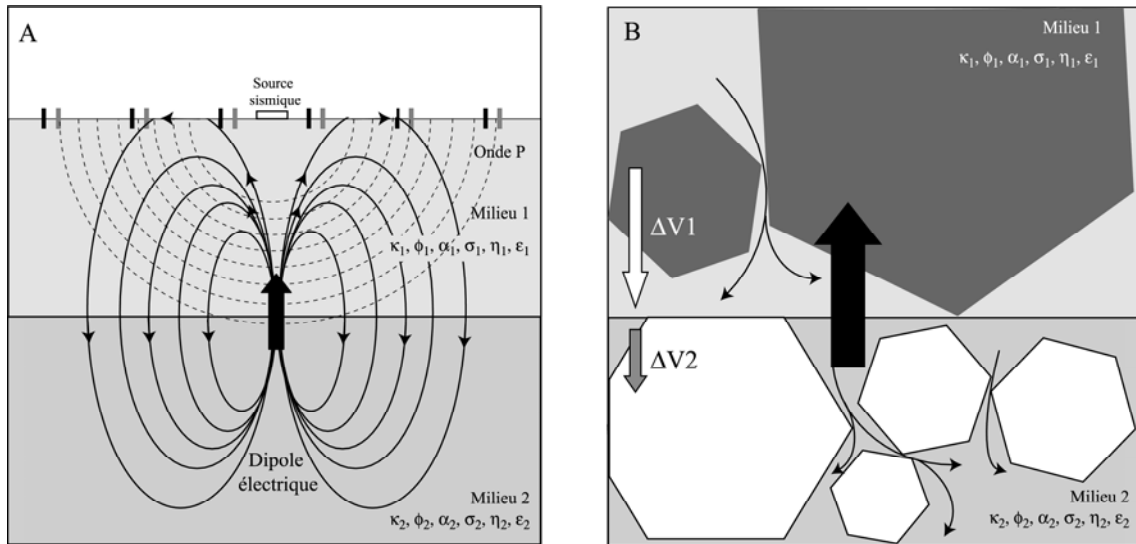


FIG. 2.8 – Conversion électromagnétique sur une interface physico-chimique

En utilisant la méthode matricielle de Kennett *et al.* (1979) et l'intégration en nombres d'ondes discrets de Bouchon (1981), Garambois (1999) et Garambois et Dietrich (2002) proposent un modèle numérique complet pour la propagation des effets sismo-électromagnétiques

en milieu stratifié. Ce modèle permet de calculer la totalité des champs d'ondes sismo-électromagnétiques dans un milieu poreux stratifié dont les propriétés constitutives sont connues. En particulier, il permet d'analyser les modes de conversion électromagnétique qui surviennent lorsque l'onde sismique traverse une interface physico-chimique (figure 2.9). Ces auteurs montrent bien le caractère dipolaire de la conversion générée sur une interface en visualisant l'inversion de polarité observée de part et d'autre de la source et en localisant l'amplitude maximale de la conversion. Sur l'exemple de la figure 2.9, on peut voir que l'amplitude maximale est mesurée à une distance source-récepteur égale à la moitié de la profondeur de l'interface. Cette propriété s'explique simplement par le fait que, à cette distance précise, les lignes de champ électriques sont tangentes à la surface (figure 2.8). On notera tout de même que cette propriété n'est vraie que dans le cas où la profondeur de l'interface est supérieure à la longueur d'onde considérée (communication orale, Garambois 2005).

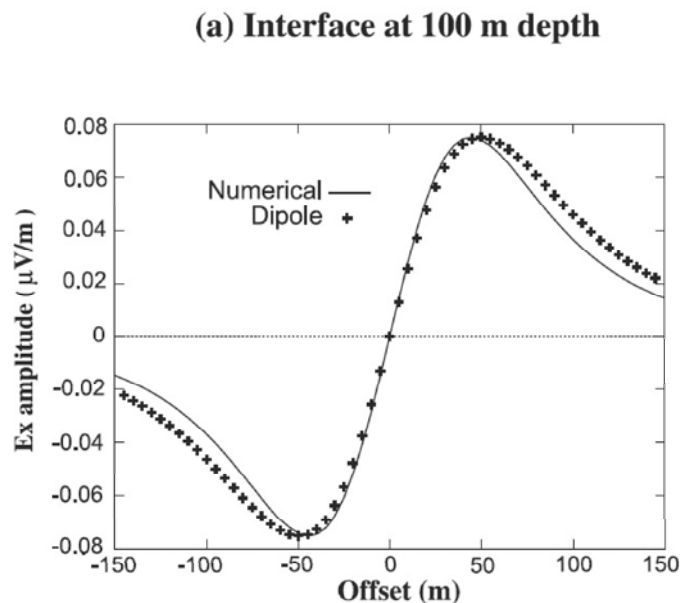


FIG. 2.9 – Amplitude de la conversion électromagnétique mesurable sur une antenne de dipôles horizontaux disposés en surface (Garambois *et al.*, 2002)

Ainsi, un événement enregistré sur un électrogramme pourra être identifié comme "conversion électromagnétique d'interface" s'il répond aux critères suivants :

- Il est (quasiment) synchrone sur toutes les traces ;

- Sa polarité est inversée de part et d'autre de la source sismique ;
- Son temps d'arrivée correspond à la vitesse nécessaire à l'onde P pour parvenir à l'interface ;
- Son amplitude est maximale sur les traces dont l'offset est égal à la moitié de la profondeur de l'interface.

### 2.4.6 Mesures sismo-électromagnétiques et applications industrielles

#### Élimination des perturbations électriques

Les applications des mesures sismo-électromagnétiques concernent aussi bien la caractérisation des fluides en géophysique de réservoir que la localisation d'interfaces. Ces interfaces peuvent correspondre à des changements de propriétés physico-chimiques du sol telles que la perméabilité, la teneur en eau ou la présence de polluants susceptibles de modifier la conductivité du fluide. Parce qu'ils donnent la possibilité d'explorer une nouvelle classe de paramètres liés aux fluides mais avec la résolution des méthodes sismiques, ces effets pourraient constituer un nouvel outil d'exploration de la subsurface.

On notera toutefois que les couplages sismo-électriques sont en général très faibles. Les mesures électriques et *a fortiori* magnétiques peuvent s'avérer très délicates, en particulier en raison des bruits ambiants qui règnent sur le terrain ou en laboratoire. Aussi, le développement de ces techniques nécessite encore la mise au point de méthodes d'atténuation des perturbations, que ce soit par voie instrumentale ou par le traitement numérique des signaux. En élaborant une technique de soustraction des harmoniques du 50/60 Hz basée sur la méthode des moindres carrés, Butler et Russell (1993), ont déjà amélioré considérablement les mesures sismo-électriques. Malheureusement, le filtre numérique adaptatif qu'ils proposent n'est vraiment efficace que dans le cas où le bruit est très stable et ne comporte ni modulation d'amplitude, ni modulation de fréquence.

#### Caractérisation du milieu poreux en puits de forage

Une des applications industrielles les plus importantes des effets sismo-électromagnétiques est la caractérisation des fluides présents dans les roches-réservoir. Des études expérimentales de laboratoire sur des milieux parfaitement contraints Zhu *et al.* (1999); Zhu et Toksöz (2003) montrent qu'il est possible d'y mesurer des couplages mais également des émissions électromagnétiques générées aux interfaces. Sur le terrain, Hunt et Worthington

(2000) observent des corrélations entre amplitudes sismo-électriques et fracturation de la roche.

Les forages étant généralement remplis de fluides, la propagation sismique est dominée par les ondes de Stoneley qui se propagent dans le fluide de forage et autour du puits (Hu et Wang, 2000; White, 2005). En mesurant les couplages sismo-électriques associés, Mikhailov *et al.* (2000) suggèrent que la dépendance fréquentielle des amplitudes donne accès à la perméabilité du milieu. Ces mesures de perméabilité constituent un enjeu particulièrement intéressant puisqu’aucune méthode de prospection géophysique actuelle ne le permet.

### Prospection des couches superficielles

Plus généralement, l’étude des conversions électromagnétiques sur les interfaces permet d’envisager la localisation d’objets invisibles aux méthodes classiques de prospection géophysique. Les mesures électrocinétiques en général s’intègrent parfaitement dans l’émergence de nouvelles disciplines comme l’hydrogéophysique. La localisation et la surveillance des aquifères constituent un enjeu pour lequel les mesures sismo-électriques ont probablement un rôle particulier à jouer. A titre d’exemple, les mesures sismo-électriques sur le Fier (Annecy, France) de Garambois et Dietrich (2001) ont montré que des conversions électromagnétiques peuvent avoir lieu à la surface de nappes aquifères.

Si la recherche pétrolière s’intéresse de près aux conversions sismo-électromagnétiques en puits de forage, elle y voit également un moyen de localiser des transitions roche/huile ou huile/gaz dans les roches. Par exemple, Thompson et Gist (1993) ont montré qu’il est possible de détecter des conversions aux interfaces générées jusqu’à 300 m de profondeur. Toutefois, ces mesures restent anecdotiques compte tenu des amplitudes très faibles mesurées et l’avenir de ces nouvelles techniques réside probablement dans l’étude des zones les plus superficielles ( $< 100m$ )

## 2.5 Conclusion

Les effets électrocinétiques sont des phénomènes liés à l'interaction entre les fluides et la matrice rocheuse généré par le mouvement relatif pores/fluide. Ils sont dûs aux propriétés de la matrice solide et aux réactions électrochimiques qui ont lieu au contact de l'eau. Lorsque le fluide est mis en mouvement, un gradient de potentiel électrique apparaît dans le milieu : c'est l'électrofiltration. Lorsqu'une différence de potentiel forte est appliquée, on observe une mise en mouvement des fluides : c'est l'électro-osmose.

Parce qu'elle engendre des déplacements relatifs entre la matrice et le fluide, la propagation sismique dans les milieux poreux peut être accompagnée de phénomènes électromagnétiques d'origine électrocinétique. L'amplitude de ces signaux est caractéristique des propriétés du milieu poreux et des fluides qu'il contient (porosité, tortuosité, conductivité, viscosité...). L'étude de ces phénomènes est aujourd'hui perçue comme une nouvelle méthode de caractérisation du milieu poreux avec des applications industrielles couvrant la recherche pétrolière, le génie civil ou l'hydrologie.

Un phénomène particulier peut avoir lieu lorsque l'onde sismique rencontre un changement des propriétés physico-chimiques du milieu. Par des effets de contraste des couplages électrocinétiques, une radiation dipolaire électrique peut être émise et dans des circonstances favorables, être mesurée à distance. Les enregistrements de cette conversion peuvent également constituer un outil pour la localisation de certaines anomalies du sous sol invisibles aux méthodes de prospection géophysique classique.

La théorie des couplages sismo-électromagnétiques a été développée par Pride (1994) à partir des travaux de Biot (1956a) sur la propagation sismique en milieu poreux saturé en fluides. Conformément aux travaux de Johnson *et al.* (1987), la perméabilité ainsi que la conductivité et la permittivité électrique sont complexes et dépendent de la fréquence. Cette théorie prévoit l'existence de champs sismo-électrique et sismo-magnétique transitoires qui accompagnent la propagation des ondes. On notera en particulier que le champ sismo-magnétique n'existe que si l'onde qui se propage comprend une partie cisailante à rotationnel non nul.

Le travail présenté ici s'inscrit dans une volonté de compréhension des couplages sismo-électromagnétiques par la réalisation de mesures de laboratoire. Nous nous attacherons à mesurer et à comprendre les couplages qui peuvent avoir lieu dans un milieu poreux bien contraint. L'originalité de ce travail réside dans les mesures des couplages sismo-magnétiques,

très rarement évoqués dans la littérature. La comparaison avec les mesures sismo-électriques nous permettra d'apporter des éléments de validation expérimentale de la théorie de Pride (1994). Compte tenu des amplitudes très faibles attendues, il a été décidé de concevoir ces expériences dans un laboratoire à bas bruit électromagnétique. Au delà des mesures magnétiques, la réalisation d'une telle expérience nous apporte des données sismo-électriques originales qui posent autant de questions qu'elles n'apportent de réponses.

## Chapitre 3

# Conception du dispositif expérimental de mesure des couplages sismo-électromagnétiques en laboratoire à bas bruit

### 3.1 Introduction

Depuis une dizaine d'années, l'intérêt de la communauté géophysique pour les effets électrocinétiques n'a cessé de croître. Le développement des mesures de potentiel spontané, aujourd'hui généralisées sur le terrain, a largement bénéficié de travaux expérimentaux réalisés sur des milieux parfaitement contraints. Ainsi, les travaux de Ishido et Mizutani (1981), Morgan *et al.* (1989), Jouniaux *et al.* (1994), Jouniaux et Pozzi (1995a), Lorne *et al.* (1999a), Lorne *et al.* (1999b), Jouniaux *et al.* (2000), Guichet *et al.* (2003), Mainault *et al.* (2004) ont permis de comprendre les mécanismes de couplages électrocinétiques sous l'influence de certains paramètres du milieu (porosité, perméabilité, salinité, pH, conductivité...).

Parce qu'ils sont plus complexes à mettre en oeuvre, les couplages sismo-électromagnétiques ont en revanche très peu été étudiés en laboratoire. Suite aux développements de Pride en



1994, Ageeva *et al.* (1999) se sont intéressés à l'influence du taux de saturation, de la salinité ou de la perméabilité sur les couplages sismoélectriques dans différentes roches. Dans le même temps, les expériences de Zhu *et al.* (1999) ont permis de confirmer l'existence des conversions sismo-électriques en puits de forage, y compris pour les ondes de Stoneley. Enfin, les expériences de Zhu *et al.* (2000) ont confirmé la possibilité de détecter des ondes électromagnétiques générées au passage d'une onde sismique à une interface du milieu.

Ces expériences se sont essentiellement concentrées autour de mesures du champ sismo-électrique qui ne nécessitent qu'une instrumentation simple. Par ailleurs, les couplages sismo-magnétiques sont généralement considérés comme trop faibles pour pouvoir être mesurés (Thompson et Gist, 1993). La réalisation d'une expérience rigoureuse nécessitait donc de pouvoir accéder à un environnement très contrôlé et de développer une instrumentation adaptée. Le sauvetage récent du Poste de Conduite de Tir de Rustrel et sa transformation en Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) nous a donné une occasion unique d'accéder à un lieu d'expérimentation protégé de toute source de parasites électromagnétiques.

Le dispositif expérimental que nous avons conçu a été réalisé dans l'idée de proposer une expérience qui permette de mesurer des phénomènes transitoires dont l'origine électrocinétique ne pourrait être remise en cause. Cette argumentation sera basée sur la comparaison entre les signaux obtenus sur un matériau complètement sec ou (partiellement) saturé en eau. Cet objectif nécessite de réaliser un montage parfaitement propre ne générant aucune sorte de phénomènes électromagnétiques transitoires lors de l'ébranlement sismique. Cet objectif est particulièrement ambitieux et nécessite l'utilisation de matériaux non seulement amagnétiques mais également non conducteurs. La conception d'une source sismique n'utilisant pas d'énergie électrique ainsi que le choix des capteurs seront également complètement contraints par ces exigences.

Le dispositif expérimental final est constitué d'un échantillon poreux non consolidé contenu dans une colonne de Plexiglas. Ce milieu subit une excitation sismique grâce à une source à air comprimé, pilotée depuis l'extérieur de la chambre à bas bruit à l'aide d'une électrovanne. Les réponses sismiques, électriques et magnétiques des milieux sec ou saturés sont enregistrées grâce à des capteurs conçus ou choisis minutieusement pour leur bande passante et leur compatibilité avec l'environnement à bas bruit.

La réalisation d'une telle expérience passe par une longue étape de mise en place dont il est fait succinctement état dans ce chapitre. Après avoir présenté le LSBB et ses carac-

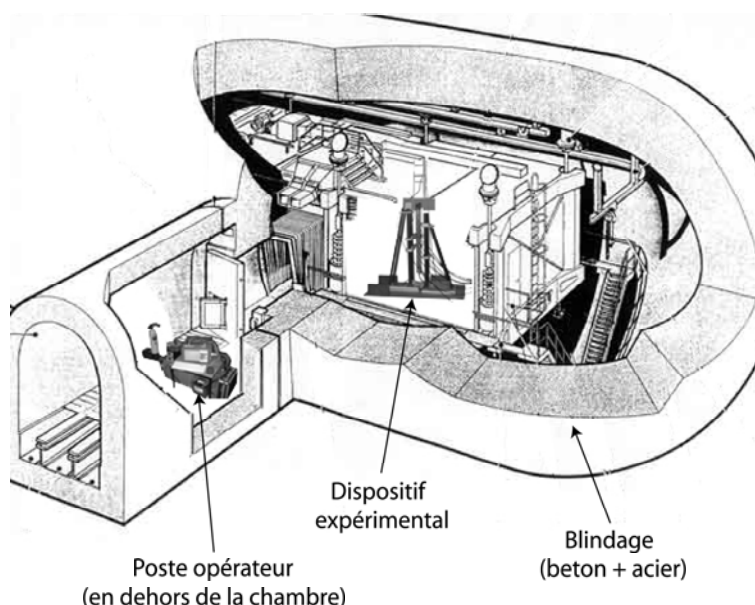


FIG. 3.1 – Capsule du Laboratoire Souterrain à bas bruit de Rustrel et dispositif expérimental

téristiques, nous aborderons l'élaboration du dispositif expérimental. La première étape nécessaire est la conception de la source sismique qui doit respecter des exigences d'impulsivité, de répétitivité et de bas bruit électromagnétique. Une fois les caractéristiques de la source bien définies, les capteurs sismiques, électriques et magnétiques ont pu être choisis en adéquation avec le cahier des charges de l'expérience.

## 3.2 Le laboratoire souterrain à bas bruit de Rustrel

### 3.2.1 Histoire d'un site militaire stratégique devenu site scientifique d'exception.

En 1963 le Général de Gaulle lance un programme de défense nucléaire en équipant la France d'avions, de sous-marins et de missiles sol-sol. Ces missiles devaient être implantés sur un site stratégique à faible densité humaine, géologiquement capable d'accueillir les silos renfermant des têtes nucléaires. Le plateau d'Albion, situé hors de la zone sismique de la Durance est rapidement choisi en raison de son sol calcaire et de son isolement. Les installations du système d'armes Sol-Sol Balistique Stratégique étaient prévues pour résister à une attaque nucléaire. Les 18 silos, distants de 3 km les uns des autres, étaient équipés

d'abris auxiliaires et commandés par 2 Postes de Conduite de Tirs (PCT) distants de 35 km (l'un à Rustrel dans le Vaucluse et l'autre à Reilhannette dans la Drôme). Construits sous plusieurs centaines de mètres de roches et renforcés par une structure en béton armé et un blindage d'acier, ces PCT n'étaient accessibles que par des galeries coudées de 2 km. En 1996, le président Chirac annonça la fermeture des sites de lancement terrestres de missiles nucléaires. Les bases militaires ont alors été déménagées, les silos démantelés et le PCT de Reilhannette démonté et muré.

Le PCT de Rustrel aurait peut-être subi le même sort si une équipe de physiciens à la recherche de sites très protégés, n'avait pas eu l'idée d'y mesurer le bruit électro-magnétique résiduel (Waysand *et al.* (1999)). Ces premières mesures donnèrent des résultats déjà très satisfaisants avec des fluctuations inférieures à  $2.5 \text{ fT}/\sqrt{Hz}$  plaçant le LSBB au niveau de grandes installations scientifiques européennes telles que le PTB de Berlin.

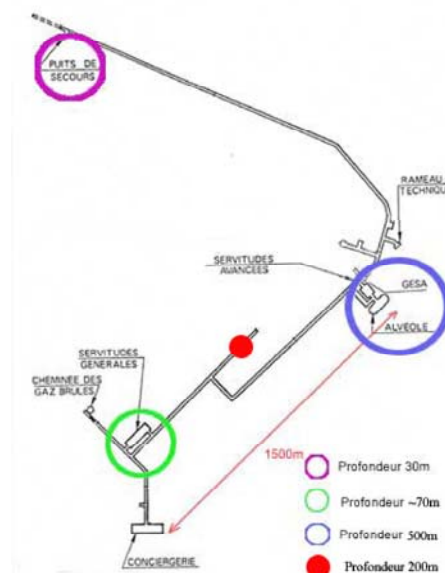


FIG. 3.2 – Site du Laboratoire souterrain à bas bruit et structure de la chambre de commandement (document LSBB, <http://www.lsbb.unice.fr>). La chambre à bas bruit, accessible par une galerie coudée de 2 km, est protégée par un blindage de béton et d'acier

### 3.2.2 Caractéristiques de la capsule.

Une des grandes qualités de la chambre à bas bruit du LSBB est son potentiel d'expérimentations. En effet, le volume de la capsule dépasse les  $1000 \text{ m}^3$  et permet d'envisager la

réalisation d'expériences volumineuses. L'alvéole (figure 3.2) est un cylindre aux extrémités sphériques de 8 m de diamètre interne et de 28 m de longueur. La capsule proprement dite, suspendue à l'aide de vérins hydrauliques, offre une surface disponible de 60 m<sup>2</sup> ce qui est considérable au vu des chambres blindées existantes dans les laboratoires de recherche. Ces possibilités expérimentales nous ont permis d'aborder la conception du dispositif sans les contraintes matérielles liées à une miniaturisation excessive.

Suite à l'installation d'un squid permanent dans la chambre à bas bruit, la mesure du niveau de bruit ambiant a pu être affinée : Gaffet *et al.* (2003) annoncent en effet un bruit inférieur à  $2 \text{ fT}/\sqrt{Hz}$  correspondant au bruit intrinsèque du magnétomètre. La figure 3.3 présente les densités spectrales de puissance du bruit magnétique enregistré sur les 3 axes. Seules les basses fréquences (inférieures à 5 Hz) ne sont pas filtrées par le blindage et le spectre atteint très vite la courbe de bruit du magnétomètre. L'existence de cette bande non filtrée est par ailleurs exploitée par ces auteurs qui cherchent à enregistrer dans la capsule des perturbations très faibles dues à la propagation des ondes sismiques dans le massif de la Grande Montagne.

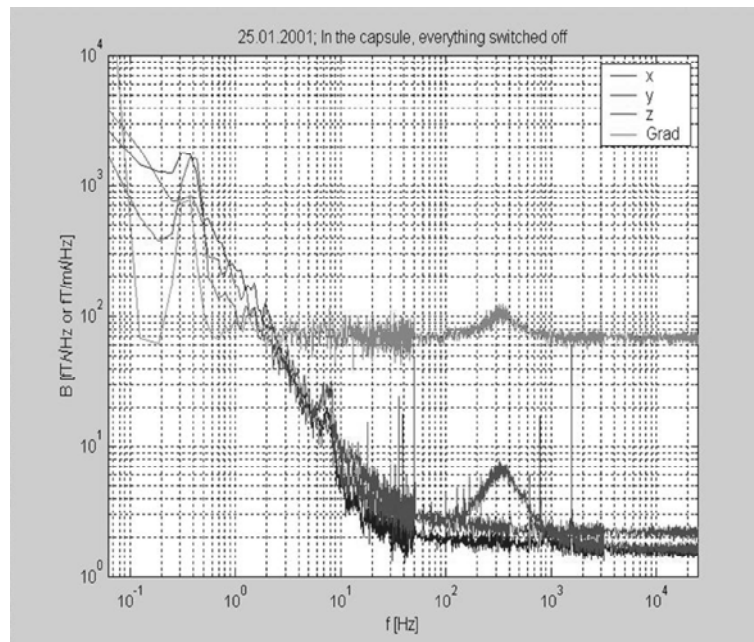


FIG. 3.3 – Densités spectrales de puissance du bruit électromagnétique enregistré dans la capsule du LSBB. (<http://www.lsbb.unice.fr>)

### 3.3 Principe du dispositif

A partir de la colonne et des électrodes d'électrofiltration utilisées par Guichet *et al.* (2003), nous avons construit un dispositif permettant d'enregistrer les réponses sismo-électromagnétiques transitoires à une excitation sismique ponctuelle (figure 3.4). Le principe est simple : une source sismique excite un milieu poreux sec ou saturé en eau contenu dans une colonne de Plexiglass. Les capteurs, disposés le long de la colonne, enregistrent les réponses sismiques (en  $g$  ou  $m.s^{-2}$ ), électriques (en mV) et magnétiques (en pT) du milieu. Les mesures sismiques et électriques peuvent être réalisées simultanément. Les mesures magnétiques, qui demandent des précautions particulières, sont réalisées indépendamment. En particulier, il est fondamental d'éviter toute vibration des magnétomètres qui provoquerait l'enregistrement d'un signal transitoire correspondant au mouvement du capteur dans le champ magnétique constant.

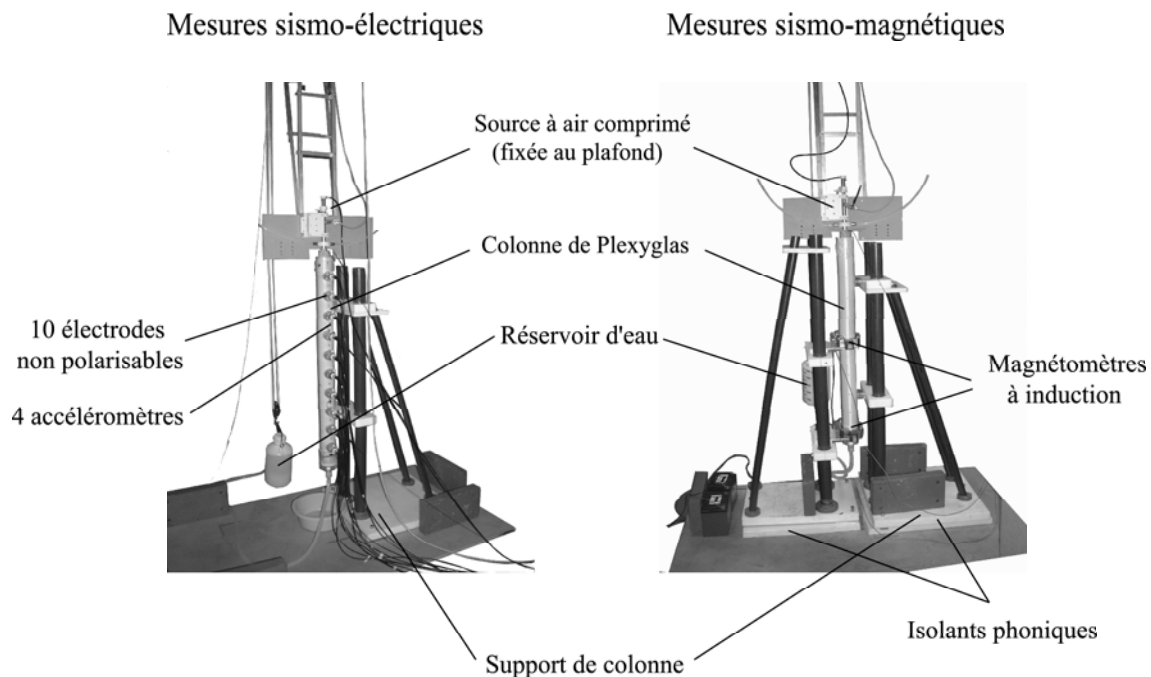


FIG. 3.4 – Dispositifs de mesures sismo-électriques et sismo-magnétiques

### 3.4 Conception de la source sismique à bas bruit électromagnétique

La conception de la source s'est articulée autour d'un cahier des charges qui exprime 3 exigences particulières. La fonction source doit être impulsionnelle pour balayer le plus large spectre possible. Elle doit être répétitive pour permettre la sommation des événements. Enfin, elle ne doit pas générer de perturbations électromagnétiques mesurables dans la capsule. La possibilité de pouvoir choisir entre une excitation verticale ou horizontale représentera une valeur ajoutée intéressante pour l'expérience finale.

**Impulsivité et bande passante** La source utilisée dans les expériences analogiques de propagation d'ondes a un rôle primordial dans la caractérisation spectrale des signaux. Si la source génère des fréquences trop basses donc des longueurs d'ondes trop grandes, il sera impossible d'observer une propagation dans le milieu. A l'inverse, si le spectre est décalé vers des fréquences trop élevées, leur très forte atténuation dans le milieu poreux risque de compliquer, voire de compromettre, l'observation des couplages sismo-électromagnétiques. Compte tenu de la vitesse des ondes P attendue dans un sable tassé (500 à 1500 m/s) la bande passante nécessaire pour cette expérience a été estimée de 100 Hz à 10 kHz. Cette bande passante pourra être respectée grâce à l'obtention d'une fonction source très impulsionnelle.

**Répétitivité** Pour améliorer le rapport signal/bruit des signaux sismo-électriques mais surtout sismo-magnétiques, il sera par la suite obligatoire de sommer plusieurs dizaines à plusieurs centaines d'événements. Cette sommation n'aura de sens que dans la mesure où la forme de l'excitation sismique est la plus répétitive possible. La répétitivité de la fonction source en position verticale ou horizontale sera contrôlée par le calcul des écarts-type sur une série de déclenchements non sommés.

**Bas bruit électromagnétique** Dans le cadre de leurs mesures de conversions sismo-électriques, Ageeva *et al.* (1999), Zhu *et al.* (1999) et Zhu *et al.* (2000), utilisaient comme source des transducteurs piezoélectriques qui ont l'avantage d'être très stables et extrêmement répétitifs. Mais ici, l'objectif étant la mesure de couplages sismo-magnétiques, ce type de source a dû être écarté en raison des risques de pollution magnétique dans la chambre à bas bruit.

Pour satisfaire ces nouvelles contraintes, notre choix s'est porté sur un système à air comprimé, bien que ce type d'énergie soit peu utilisé pour les modèles analogiques de propagation acoustique. En effet, les problèmes de temps de réponse et de mise en oeuvre les rendent souvent moins intéressants que les sources piezoélectriques. Mais nous verrons qu'un dispositif simple composé de matériaux amagnétiques et non conducteurs permet d'obtenir des résultats tout à fait satisfaisants.

### 3.4.1 Principe

Compte tenu des exigences d'impulsivité et de bande passante, nous avons cherché, lors de la conception de la source, à reproduire l'impulsion obtenue lors d'une chute de bille. La nécessité de reproduire puis sommer les événements rendait indispensable l'automatisation du système. Après quelques essais, le principe de la sarbacanne a rapidement été choisi pour sa simplicité et pour sa puissante propulsion. Le principe de fonctionnement adopté est représenté en figure 3.5. Une bille (1) est projetée dans un canon (2) sous l'effet d'une surpression d'air délivrée en sortie d'une électrovanne, elle-même alimentée par une bouteille de plongée (Spiro 12 L, 200 bars). Un piston de PVC (3) coulissant dans le tube (2) est utilisé comme support de la bille. Il est équipé de deux joints toriques (4) qui limitent les fuites vers l'avant du tube. En position de repos des élastiques (5), le piston est situé dans la partie supérieure du tube (3.5 A.). Lorsque l'air comprimé est envoyé dans le canon, le piston est projeté jusqu'à la position d'équilibre mécanique entre la raideur des élastiques et la force de pression (figure 3.5 B.). La position de la purge est calculée pour n'être dégagée que lorsque le piston atteint cette cote. L'air expulsé lors du dégazage est évacuée vers le haut de façon à éviter les vibrations parasites liées au déplacement des masses d'air proches du dispositif. La force de rappel exercée par les élastiques est alors renforcée par une diminution brutale de la pression dans le tube : le piston revient rapidement à sa position initiale.

### 3.4.2 Excitation verticale et horizontale

On a vu au chapitre 1 que les phénomènes de couplage entre énergie sismique et électromagnétique sont différents selon que l'excitation sismique est principalement compressive ou cisailante. Comme on le verra en détail au chapitre 3, une excitation polarisée verticalement et centrée sur l'axe de symétrie de la colonne génère principalement des ondes d'extension. Si la source est placée en position horizontale, les modes excités seront principalement associés

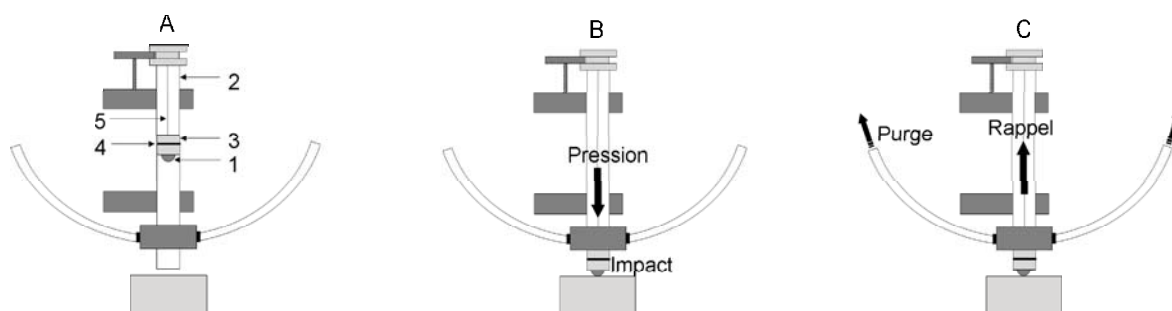


FIG. 3.5 – Source sismique à air comprimé. Un piston sur lequel est fixée une bille coulisse dans un tube sous l'effet de l'air comprimé. Lorsque la bille atteint sa cote de frappe, elle libère le système de purge et revient à sa position d'équilibre

à la flexion de la colonne.

La source sismique que nous avons conçue peut être positionnée pour les deux types d'excitation (figure 3.6). En excitation verticale la plaque de frappe est constituée d'un cylindre de granite dont la face supérieure est équipée d'un accéléromètre vertical. Cet accéléromètre permet non seulement d'enregistrer la fonction source mais donne également une référence temporelle commune à tous les enregistrements (calage du 0).

De même, la plaque de frappe utilisée en excitation horizontale est un méplat de granite dont la base a été striée pour assurer la meilleure accroche possible sur le sable. Les extrémités sont entaillées de façon à éviter le contact entre la plaque et la colonne de Plexiglass. La plaque est lestée à l'aide d'un bloc de plomb pour éviter son glissement sous l'effet du choc. Enfin un accéléromètre horizontal enregistre ici aussi la forme de la fonction source.

### 3.4.3 Réglages de l'impulsivité

On a vu que l'une des contraintes exprimées lors de la conception de la source est l'obtention d'un spectre large bande d'environ 100 Hz à 10 kHz. Cette condition est gérée par l'impulsivité de l'impact qui peut être influencée par différents paramètres. La pression et la raideur des élastiques jouent davantage sur l'amplitude de l'excitation que sur la forme générale de la fonction source. En revanche, la distance entre l'extrémité du canon et la plaque de frappe doit être soigneusement choisie afin d'éviter les rebonds ou la molesse du choc. Enfin, un soin particulier doit être apporté au choix des matériaux utilisés pour la bille et la plaque de frappe qui doivent être à la fois très durs et résistants aux chocs.



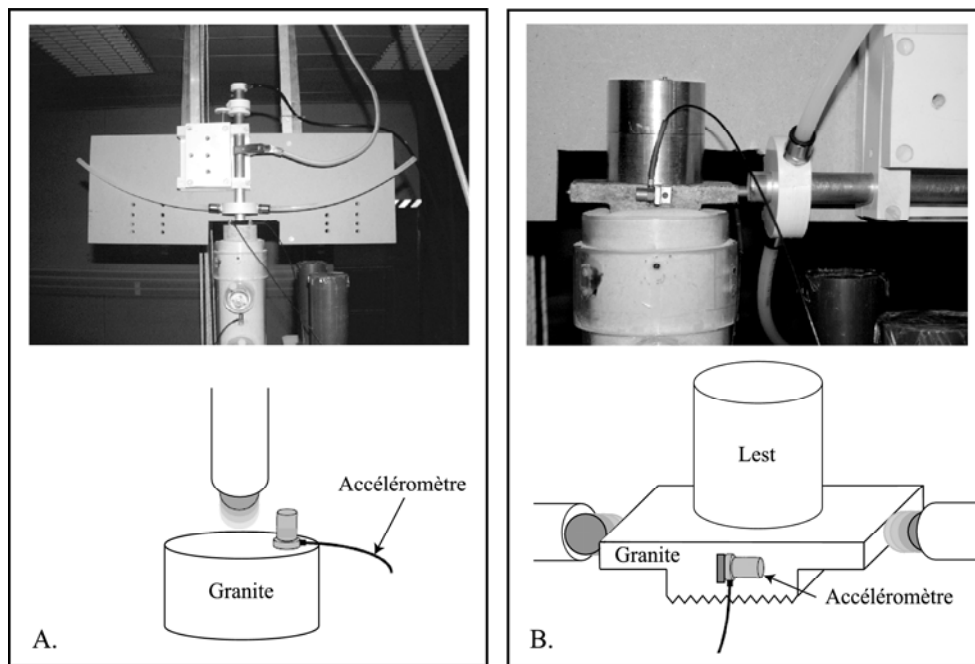


FIG. 3.6 – Source pneumatique en excitation verticale (A.) et horizontale (B.)

**Pression** Le réglage de la pression à la sortie de la bouteille permet de modifier grossièrement la vitesse de projection du piston, donc la course de la bille. Elle est normalement fixée à 8-9 bars, ce qui permet d'obtenir une impulsion satisfaisante tout en respectant la gamme d'utilisation normale de l'électrovanne (0-10 bars).

**Raideur des élastiques** A mesure des utilisations, les élastiques s'altèrent et leur raideur diminue. S'ils sont remplacés régulièrement, on suppose que ce paramètre est à peu près constant.

**Distance entre le canon et la plaque de frappe ( $d$ )** Le paramètre le plus influent sur la forme de l'ondelette source est la distance entre l'extrémité inférieure du canon et la plaque de frappe ( $d$ ). Ce paramètre fait donc l'objet d'une attention toute particulière.

Si de légers déplacements des plaques de frappe peuvent survenir sous l'effet du choc, l'expérience montre qu'en pratique ces mouvements sont négligeables. En revanche la distance  $d$  doit être réglée soigneusement en début d'expérience pour obtenir un spectre tabulaire et large bande.

Pour trouver la distance  $d$  idéale, on choisit dans un premier temps de placer le canon

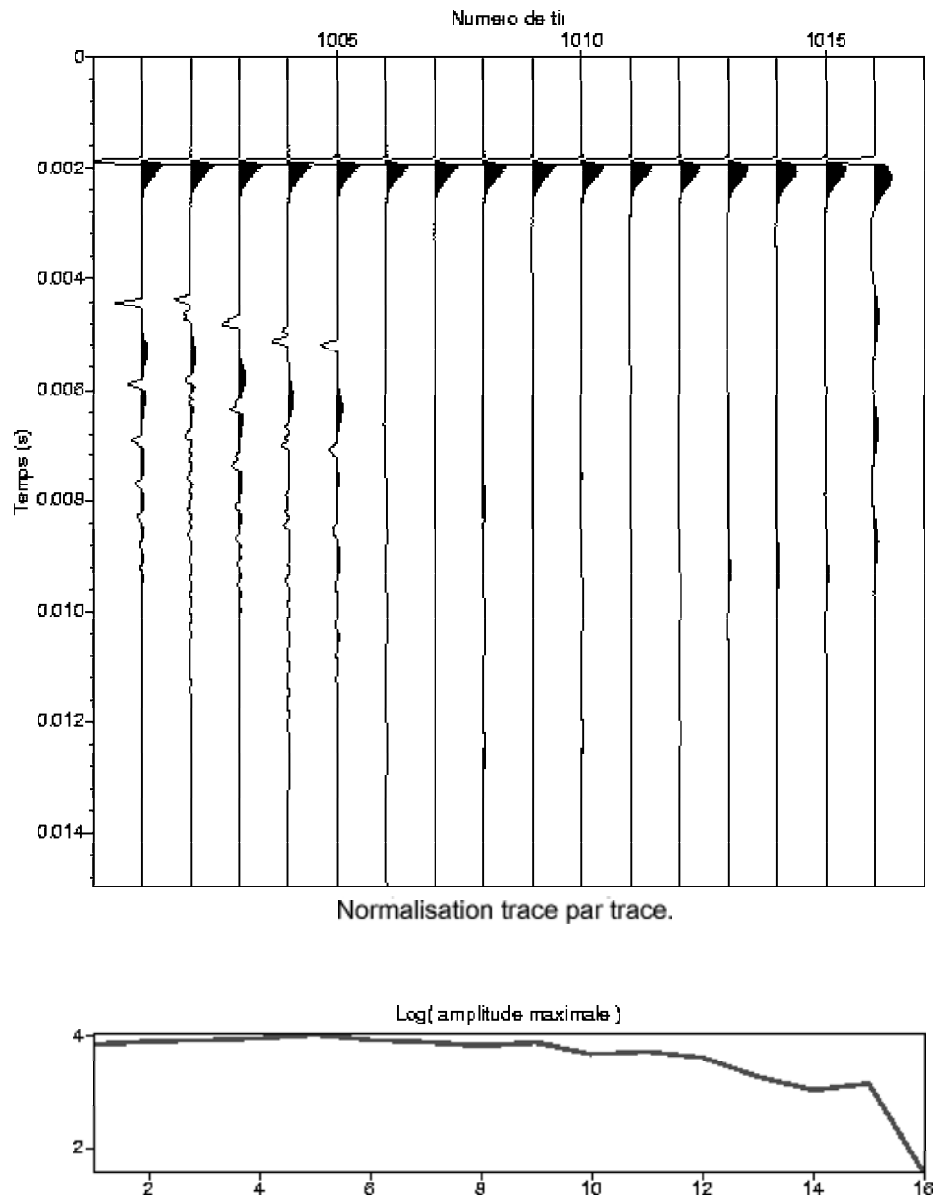


FIG. 3.7 – Forme de l'impulsion en excitation verticale pour différentes distances canon/plaque de frappe en ondes P. De gauche à droite : éloignement du canon par pas d'environ 0,25 mm.

très près de la plaque (environ 3,5 mm). On le recule ensuite par pas réguliers de 0,25 mm en contrôlant la forme de la fonction source jusqu'à obtention d'une impulsion satisfaisante.

En enregistrant l'accélération de la plaque de frappe pour chacun de ces tirs, on peut reconstituer un sismogramme contenant la forme de la source pour différentes valeurs de  $d$  (figure 3.7). Sur la gauche, les cinq premiers tirs ( $d < 5$  mm) sont composés d'une impulsion principale et de plusieurs rebonds plus ou moins énergétiques. Sur les cinq tirs suivants ( $5 \text{ mm} \leq d \leq 6,25 \text{ mm}$ ), très satisfaisants, la fonction source n'est composée que d'une seule impulsion. La distance devenant trop grande ( $d > 6,5 \text{ mm}$ ), l'énergie qui parvient à la plaque diminue (log de l'amplitude maximale) et le signal devient très sensible aux bruits ambiants et en particulier aux déplacements de masses d'air (purge).

Cette opération est répétée à chaque nouvelle manipulation. Une fois la distance  $d$  idéale atteinte, le canon est bloqué.

On notera qu'il existe un décalage d'environ 1,8 ms entre le déclenchement ( $t=0$ s) et l'arrivée la plus énergétique dû probablement à la sensibilité du système d'acquisition qui détecte le front d'air précédant l'arrivée de la bille. Pour éviter tout problème dû à une dérive de ce décalage, tous les enregistrements qui seront étudiés par la suite seront recalés en choisissant comme "temps 0" le temps où l'accélération associée au choc de la bille est maximum.

**Choix des matériaux de la bille et de la plaque** Le choix des matériaux en contact lors du choc est déterminant pour la largeur du spectre excité. S'ils sont trop tendres, les fréquences excitées sont trop basses et ils risqueraient de se déformer sous l'impact et de compromettre la répétitivité du spectre. Trop fragile, la bille risque de se fissurer au fur et à mesure des expérimentations. Le matériau doit donc être à la fois dur et résistant aux chocs (compression et cisaillement).

Le tableau 3.1 présente les caractéristiques mécaniques de quelques matériaux. Le matériau retenu pour la bille est le rubis à la fois léger (densité inférieure à 4) et dur (dureté environ 10 fois supérieure à l'acier). Compte tenu de la puissance du choc (estimée à 0.8 MPa) la résistance aux forces de compression, contraintes principales ici, est suffisante, bien qu'inférieure à celle de l'acier. La plaque de frappe est constituée de granite, moins coûteux et plus facilement usinable.

Par précaution, la bille est placée dans une loge demi-hémisphérique qui limite les cisaille-

Matériau Formule	Acier inox (alliage métallique) Fe/Cr <sub>15</sub> /Ni <sub>7</sub> /Mo 2.25	or (metal) Au	Alumine (céramique) Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Quartz fondu (oxyde) SiO <sub>2</sub>	Rubis (corindon) Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Si <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Densité à 20°C	7.81				
Dureté Vickers sauf inox (Brinell) kgf.mm <sup>-2</sup>	170	60	1500-1650	1000	2500-3000
Résistance au cisaillement MPa		330	70		
Résistance à la traction MPa	1020	220	260-300	48	250-400
Résistance à la compression MPa			2200-2600	1100	2100
Résistivité électrique à 25°C $\omega$ .cm	$80.10^{-6}$	$2,20.10^{-6}$	$>10^{14}$	$10^{18}$	$19^{14}$

TAB. 3.1 – Propriétés mécaniques de différents matériaux (les cases vides correspondent à des données non connues de l’auteur)

ments lors du choc. On notera que les matériaux choisis sont volontairement amagnétiques et non conducteurs afin d’éviter les perturbations électromagnétiques liées au déplacement de la bille. Cette question sera abordée en détail au paragraphe 3.4.5.

### 3.4.4 Fonction source et bande passante

Une fois tous les paramètres mécaniques influant la forme d’onde identifiés, celle ci peut enfin être optimisée pour répondre le mieux possible aux critères d’impulsivité et de répétitivité. Nous allons à présent vérifier que les formes temporelles et spectrales de la source répondent bien à nos exigences.

#### Excitation verticale

La forme d’onde en excitation verticale proposée en figure 3.8 a été obtenue par sommation de 389 tirs successifs. Le pic principal est très impulsif (a.) bien qu’une observation très détaillée (b.) montre une légère brisure qui génère un trou dans le spectre à 12-13 kHz (e.). L’accélération maximale moyenne est de l’ordre de 70 g soit 700 m/s<sup>2</sup>.

Le calcul de la FFT de la fonction source, présentée en échelle semilogarithmique (figure 3.8d.) montre un spectre large (200 Hz à 10 kHz), régulier sur cette plage. Au delà de 10

kHz, l'énergie devient faible et probablement peu transmise car filtrée naturellement par le milieu. De même, l'amplitude des fréquences inférieures à 200 Hz décroît très vite et elles ne sont plus considérées comme étant localisées dans la bande passante.

Les légères oscillations non causales observées avant le choc principal ne semblent pas être d'origine mécanique. En effet, la période caractéristique de ces oscillations, d'environ 45 à 50  $\mu$ s, correspond approximativement à la fréquence de Nyquist, ce qui tend à mettre en cause le filtre anti-aliasing de l'acquisition. Par conséquent, la causalité de l'impulsion ne saurait être remise en cause.

En supprimant le pic principal de la fenêtre (figure 3.8c.), on remarque que celui ci est suivi d'une assez longue période de remise à l'équilibre (20 ms). Ces oscillations basse fréquence ont une amplitude suffisamment faible (1/10 du pic principal) pour ne jouer qu'un rôle mineur dans l'énergie transmise.

Avec une fonction source impulsionnelle et donc un spectre très étalé, la source répond aux exigences d'impulsivité, au moins en position verticale. Pour justifier la sommation des signaux mais également la pertinence des phénomènes physiques mesurés, nous allons à présent vérifier ses propriétés de répétitivité. Ce travail est réalisé sur la même succession de 389 tirs verticaux. En pratique, ces enregistrements ont été effectués par groupe de dix tirs destinés à être sommés. Chaque groupe de tirs est séparé du suivant par quelques minutes d'attente.

Le calcul de l'écart type  $E_c$  sur la fonction source  $s(t)$  permet de visualiser les écarts par rapport à la moyenne sur un grand nombre (N) d'événements (actionnement de la source) :

$$E_c = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left( s_j(t) - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s_i(t) \right)^2} \quad (3.1)$$

La figure 3.9 (a.) représente la fonction source moyenne  $s_m(t)$  (en noir) encadrée par sa minoration ( $s_m(t) - E_c(t)$ ) et sa majoration ( $s_m(t) + E_c(t)$ ) par l'écart-type (en gris). Cette figure présente donc la zone moyenne de fluctuation de la fonction source. Ces fluctuations étant concentrées exclusivement sur les pics, on peut en déduire que, si l'amplitude maximale de l'ondelette peut varier, la forme générale est très bien conservée.

Ces écarts sont confirmés en représentant l'amplitude maximale de chacun des 389 tirs successifs (figure 3.9 b.). On y observe une diminution cyclique interne aux groupes de dix tirs ainsi qu'une diminution globale de l'énergie sur toute l'expérience. Ces pertes d'amplitude

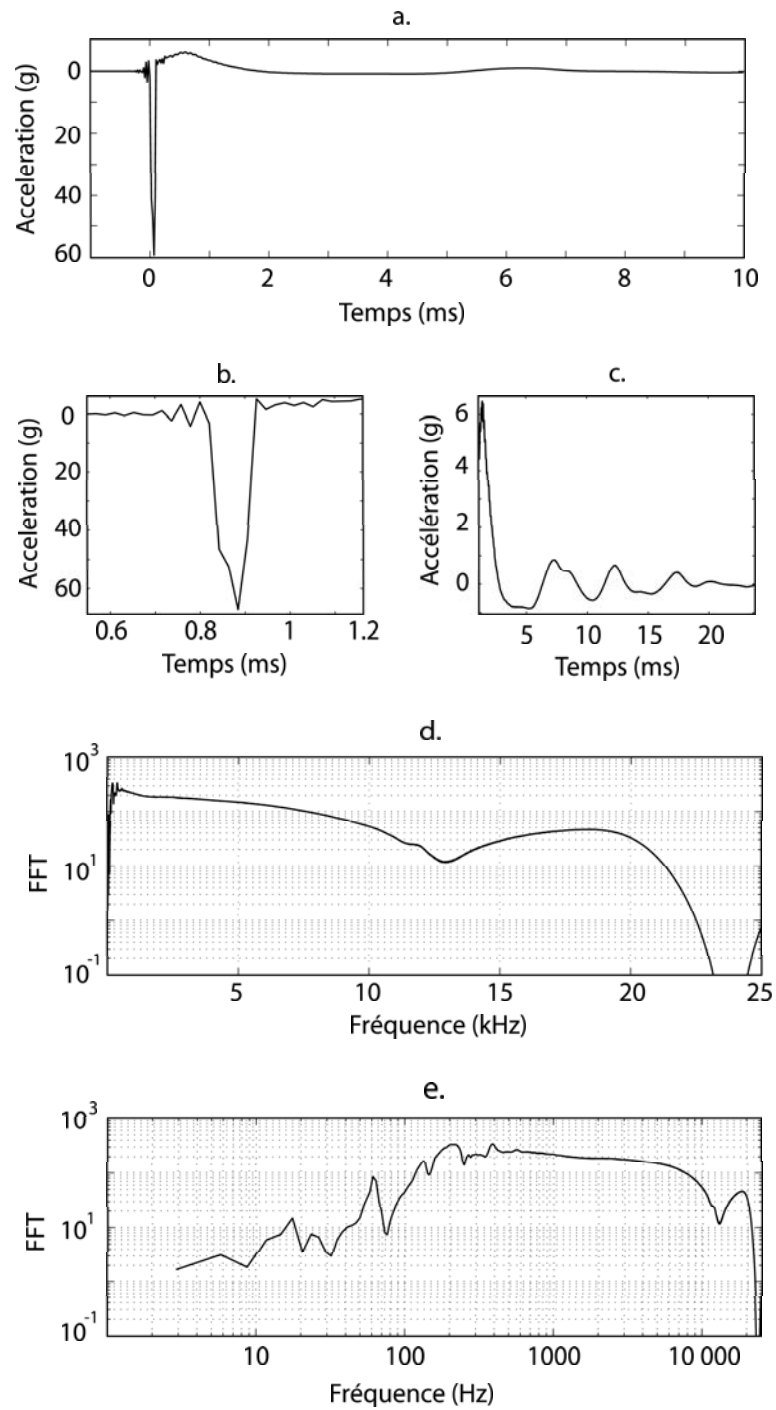


FIG. 3.8 – Fonction source en excitation verticale : a. Forme temporelle générale, b. Zoom sur le pic principal, c. Zoom sur la remise à l'équilibre, d. FFT, échelle semi-logarithmique (en y), e. FFT, échelle log-log

sont dues au temps important nécessaire à la mise sous pression du volume mort situé entre le deuxième étage du détendeur et l'électrovanne. Entre deux tirs d'un même groupe, le temps de remise sous pression est en effet insuffisant pour parvenir à la pression maximale. En revanche, après le temps d'attente entre deux groupes, la pression revient à un niveau initial plus important, d'où l'aspect cyclique. En revanche, il est plus difficile d'interpréter les variations plus longues (montée sur les tirs 50 à 150 puis descente sur les tirs 150 à 300)

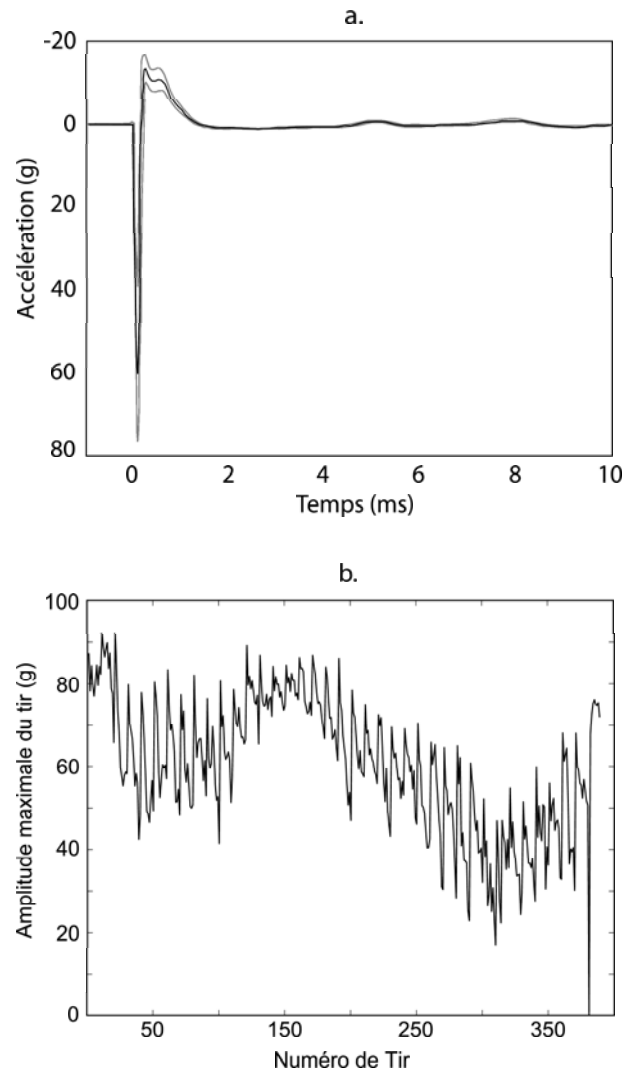


FIG. 3.9 – Excitation verticale : a. Fonction source moyenne calculée sur 389 événements (en noir) et courbes issues de sa minoration et de sa majoration par l'écart type (en gris). b. Amplitude maximale des 389 tirs successifs.

La forme de la fonction source étant bien respectée malgré les pertes d'énergie, on pourra

contourner le problème en sommant les événements et en normalisant par l'amplitude maximale. Cette normalisation n'a bien évidemment de sens que dans la mesure où les effets sismo-électromagnétiques sont linéaires. On vérifie cette propriété sur l'amplitude maximale en millivolt du signal sismo-électrique enregistré entre l'électrode située à 10 cm sous la source et l'électrode de référence. En traçant cette amplitude en fonction de l'accélération maximale enregistré sur la fonction source, on constate que l'effet est bien linéaire (figure 3.10). On notera que le mauvais rapport signal/bruit des enregistrements sismo-magnétiques ( $<1$ ) ne permet pas de réaliser le même type de vérification.

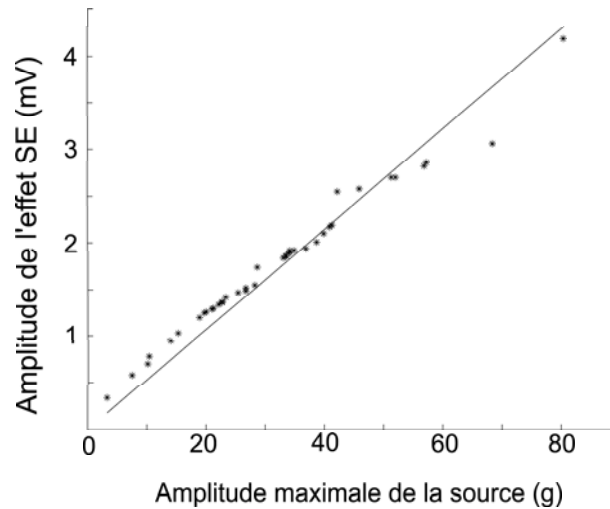


FIG. 3.10 – Linéarité de l'effet électro-sismique en fonction de l'énergie de l'excitation : excitation verticale, électrode de mesure située à 10 cm de la plaque de frappe.

### Excitation horizontale

En adoptant une démarche équivalente pour l'excitation sismique horizontale, nous avons étudié deux séries de 30 tirs horizontaux à gauche (HG) et à droite (HD). Le calcul des fonctions sources moyennes (figure 3.11 a.) montre des ondelettes beaucoup moins impulsives qu'en position verticale. En particulier, le pic principal a une amplitude beaucoup moins élevée (seulement 10 g) alors que les oscillations de remise à l'équilibre restent de même amplitude (1 à 2 g). Cette perte d'énergie est simplement due au fait que, lorsque le canon est placé en position horizontale, la gravité ne joue plus en faveur du déplacement mais en sa défaveur en générant des frottements au niveau du piston.

L'intérêt principal de la source en position horizontale est de pouvoir éliminer les modes



d'extension résiduels par soustraction des excitations HG et HD. En effet, si les modes de flexion sont de signes opposés entre les modes HD et HG, les modes d'extension résiduels sont quant à eux conservés. La soustraction des excitations HD et HG doit donc en théorie permettre d'éliminer les composantes extensives. Toutefois, cette opération n'a de sens que dans le cas où les deux fonctions source (HD et HG) sont parfaitement symétriques, ce qui est presque impossible à obtenir. On remarquera en effet qu'il existe des différences d'amplitude de l'ordre de 30% entre les excitations HD et HG. De plus la symétrie des formes d'ondes HD et HG moyennées est plutôt discutable surtout à haute fréquence. Toutefois, cette opération pourra être tentée, par exemple en appliquant un filtre passe-bas et en normalisant les signaux.

La bande passante de la source en position horizontale est légèrement plus basse fréquence et localisée dans la zone des 200 Hz à 8 kHz. Dans ce cas, le spectre n'est plus tabulaire mais "en cloche" avec une fréquence maximale sur 1,5 kHz et une coupure assez brutale à 8 kHz. Bien que le résultat soit moins spectaculaire qu'en excitation verticale, l'impulsivité et la bande passante de la source en position horizontale sont donc tout à fait satisfaisantes.

Le calcul de l'écart-type sur les deux séries de 30 tirs (figure 3.12) montre une très forte variabilité de la forme des fonctions source, en particulier en position HD. Ce manque de répétitivité pourra toutefois être compensé par une sommation importante lors des tirs horizontaux (au moins 20 tirs) qui permettra de retrouver une forme d'ondelette convenable.

### 3.4.5 Elimination des parasites électromagnétiques liés à l'actionnement de la source

A ce stade de la conception de la source à air comprimé, nous avons pu obtenir des formes d'ondes en excitations verticales et horizontales qui satisfont nos exigences d'impulsivité et de répétitivité. Nous en arrivons maintenant à la partie la plus délicate du travail avec l'élimination des parasites électromagnétiques liés à l'actionnement de la source. Ces parasites sont d'origines très différentes et nécessitent des solutions individuelles mais parfois contradictoires.

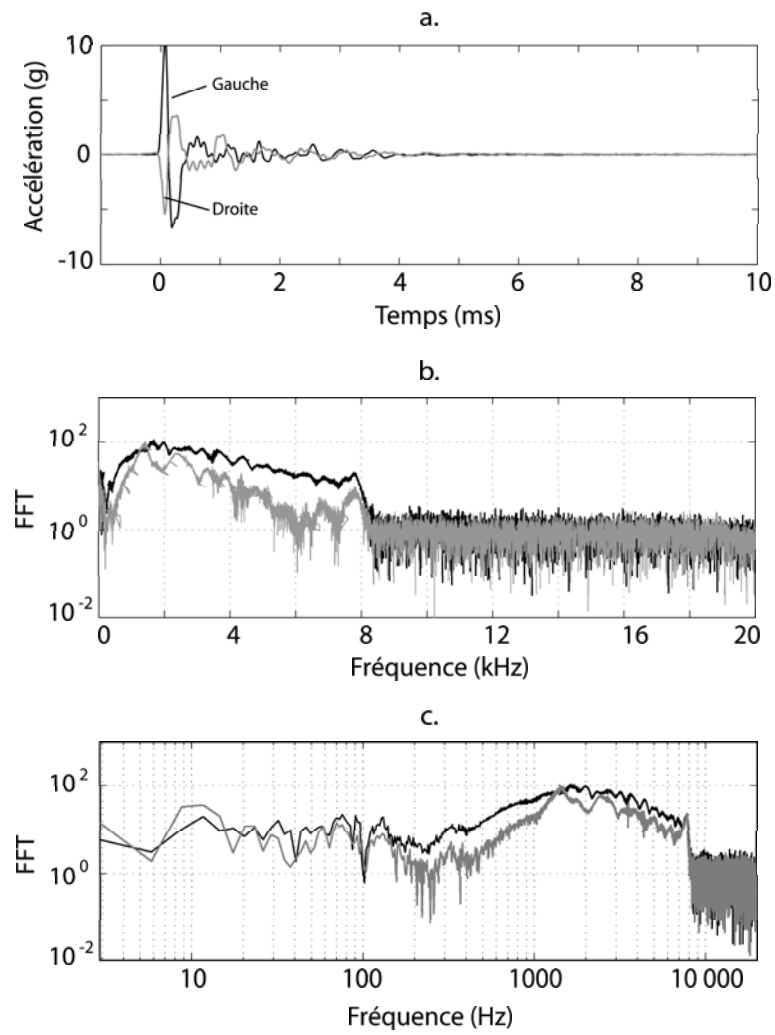


FIG. 3.11 – Formes temporelle et spectrale de l'impulsion mesurée en excitation horizontale à gauche (en bleu) et à droite (en rouge) enregistrées par l'accéléromètre de la plaque de frappe. On notera que l'accéléromètre reste toujours dans la même position.

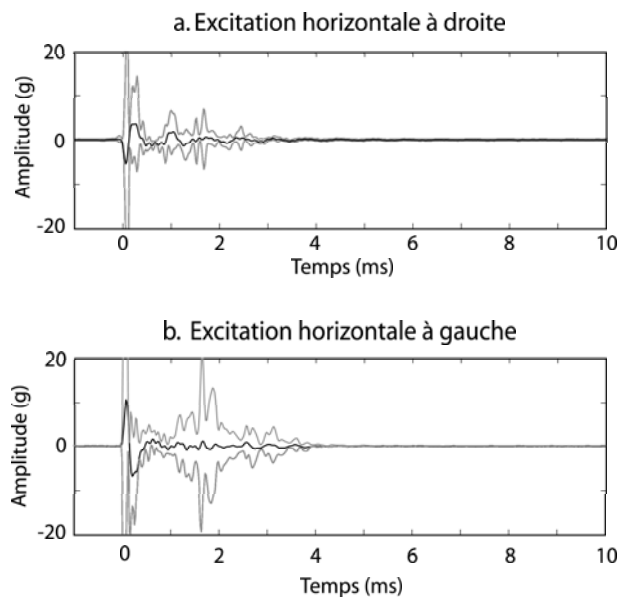


FIG. 3.12 – Fonctions sources et écarts-type en excitation HD et HG.

### Perturbations dues au choix des matériaux de la source

**Matériaux en mouvement** Des mesures du champ magnétique constant dans la capsule (3.13) à l'aide d'un magnétomètre à flux de champ (fluxgate) nous ont montré que le champ ambiant est de  $1/6$  à  $1/10$  du champ terrestre normal. Dans ces conditions, le déplacement d'un objet conducteur, même amagnétique, peut être à l'origine de perturbations importantes au vu des champs que nous cherchons à mesurer.

Ainsi, nous avons dans un premier temps choisi d'utiliser une bille d'inox qui avait l'avantage d'être à la fois dure et résistante aux chocs. La plaque de frappe était également en inox alors que le piston était rappelé sous l'effet d'un ressort métallique aux propriétés magnétiques inconnues. Dans ces conditions, l'actionnement de la source s'accompagnait d'un champ magnétique transitoire de l'ordre de plusieurs nanoTesla qui risquait de masquer complètement nos mesures. L'utilisation de matériaux parfaitement isolants (rubis, granite et caoutchouc) se montrait donc indispensable pour tous les éléments en mouvement.

**Matériau du canon** Ces observations nous avaient dans un premier temps amenés à utiliser un canon en PVC puisque celui-ci, composante principale de la source, nous paraissait susceptible de bouger. Avec ce dispositif, les enregistrements magnétiques étaient très perturbés par une basse fréquence parfaitement corrélée au déclenchement de la source mais

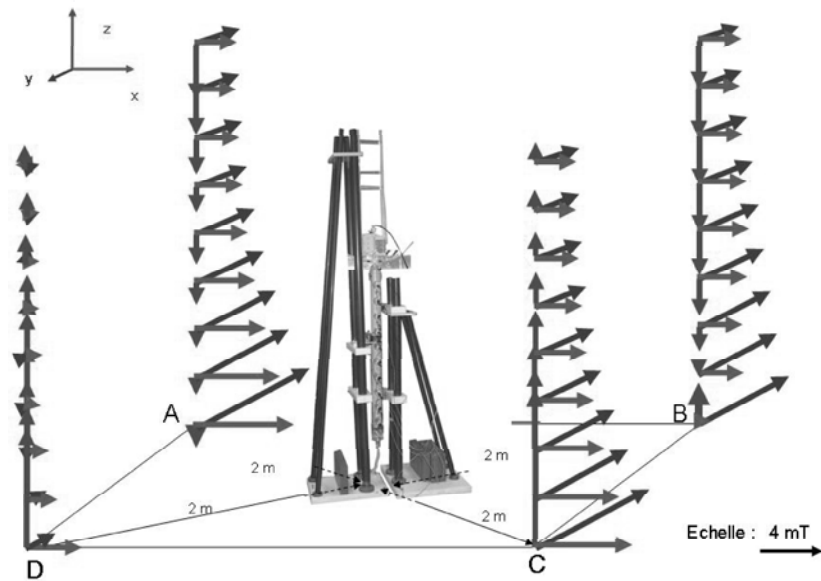


FIG. 3.13 – Champ magnétique constant aux environs du dispositif.

qui précédait le choc de la bille (cf figure 3.14). Cette perturbation était également visible sur les signaux électriques lorsque la zone humide (donc conductrice) parvenait jusqu'à l'air libre. En revanche, aucun signal sismique associé n'a pu être enregistré.

Ce phénomène a donc été attribué aux effets statiques liés aux frottements joints toriques/PVC, ce qui explique son apparition bien avant le contact entre la bille et la plaque de frappe. Le tube PVC a donc été remplacé par un tube de laiton (parfaitement amagnétique) relié à la Terre pour évacuer les charges accumulées. Cette mesure très efficace nous a permis d'obtenir une source "électromagnétiquement propre" et parfaitement adaptée à une utilisation en laboratoire à bas bruit.

### 3.5 Choix des capteurs

Pour que cette expérience de mesures sismo-électromagnétiques soit la plus complète possible, nous avons souhaité y inclure à la fois des enregistrements sismiques, électriques et magnétiques. Une fois que les caractéristiques de l'excitation sismique sont bien déterminées, il est possible de définir un cahier des charges précis pour le choix des capteurs sismiques, électriques et magnétiques.

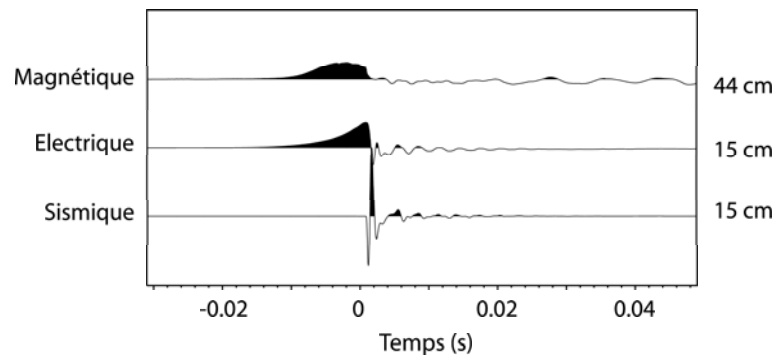


FIG. 3.14 – Signaux magnétiques, électriques et sismiques enregistrés lors de l’actionnement de la source PVC en position verticale. L’accéléromètre et le dipôle sont situés dans la zone des 15 cm sous la plaque de frappe. Le magnétomètre est situé à 44 cm sous la plaque de frappe

On notera que les phénomènes d’atténuation et de dispersion ne sont pas connus *a priori*. Il est donc difficile à ce stade d’anticiper sur le spectre des signaux réels qui seront enregistrés dans le sable. Pour ne pas passer à côté de phénomènes haute fréquence, nous avons donc choisi de rechercher des capteurs dont la bande passante atteint au moins 5 kHz.

### 3.5.1 Mesures sismiques

Compte tenu de la large bande passante que nous souhaitons mesurer, la technologie des accéléromètres piezométriques à amplification de charge semble particulièrement adaptée. Pour respecter l’environnement électromagnétique de la capsule, l’électronique d’amplification doit être déportée à l’extérieur de la capsule.

Les accéléromètres Brüel et Kjaer type 4393 (figure 3.15 à gauche) répondent parfaitement à nos exigences en terme de bande passante (0.1 Hz à 16,5 kHz, figure 3.15 à droite), d’encombrement (8 mm de diamètre et 1,8 mm de hauteur) mais également de bas bruit magnétique. L’amplificateur de charge choisi est un Nexus Brüel et Kjaer dont le blindage est prévu pour éviter le parasitage des mesures par le bruit ambiant. Dans notre cas, l’intérêt est inversé puisque ce blindage va nous permettre d’éviter de générer des parasites qui pourraient être transmis au système d’acquisition. La dérive de sensibilité de l’accéléromètre est quasi nulle pour la phase et est inférieure à 2% en amplitude dans la gamme 200 Hz à 10 kHz.

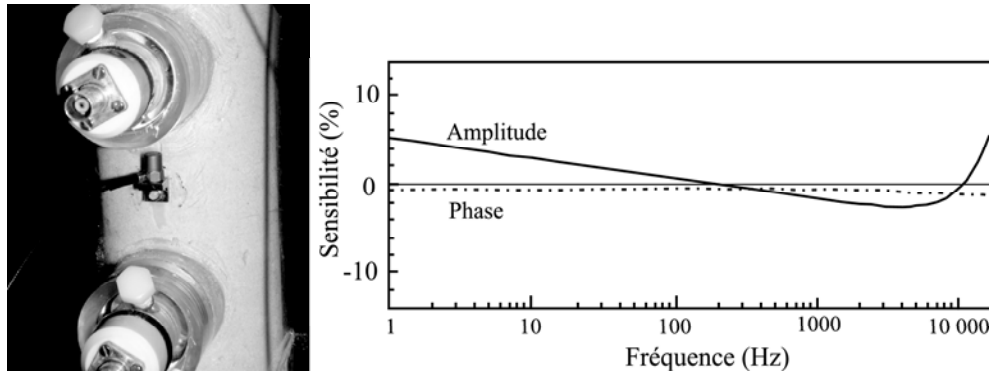


FIG. 3.15 – Accéléromètre Brüel et Kjaer 4393 en position de mesure (à gauche) et sensibilité spectrale (à droite). La dérive en sensibilité est quasi nulle pour la phase et est inférieure à 2% en amplitude dans la gamme 200 Hz à 10 kHz. D’après un document Brüel et Kjaer.

### 3.5.2 Mesures électriques

L’utilisation d’électrodes non polarisables pour les mesures de potentiels spontanés et d’électrofiltration est aujourd’hui complètement généralisée (Perrier *et al.*, 1997). Ces électrodes ont pour avantage de supprimer les effets de polarisation du métal lors de sa mise en contact avec l’eau. Cette polarisation génère des potentiels électriques très forts (jusqu’à plusieurs Volts) qui rendent impossible la mesure de champs plus faibles.

Dans le cadre de mesures sismo-électriques, ces effets sont beaucoup moins pénalisants compte tenu des fréquences recherchées (100 à 10 kHz). Cependant, on pourrait soupçonner des effets de mouvements de l’électrode dans un champ de polarisation qui ressemblerait à s’y méprendre à un champ électrique cosismique. Bien que ces effets soient mineurs, nous avons choisi de travailler avec des électrodes non polarisables (figure 3.16) pour éviter toute confusion possible.

L’addition d’une céramique poreuse pourrait cependant avoir comme effet de filtrer les hautes fréquences, d’où la nécessité d’estimer la bande passante du système tige d’argent/céramique. Un moyen simple consiste à comparer les enregistrements délivrés par les électrodes non polarisables avec ceux obtenus avec de simples tiges de laiton. On considère qu’un dipôle de laiton a, comme l’argent, une bande passante infinie.

L’expérience décrite en figure 3.17 consiste à envoyer un courant alternatif de 1 Hz à

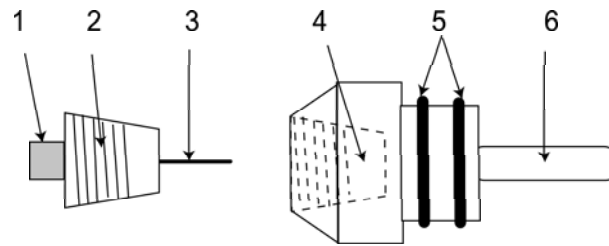


FIG. 3.16 – Schéma d’une électrode non polarisable utilisée pour les mesures d’électrofiltration (d’après Guichet *et al.* (2003)) et de conversions sismo-électriques. 1. Connecteur BNC, 2. Bouchon fileté étanche, 3. Tige d’argent électrolysée à l’eau salée (0,1 M NaCl), 4. Loge de Plexiglass remplie d’eau, 5. Joints toriques, 6. Céramique poreuse

100 kHz dans un bac rempli de sable saturé d’eau et à en observer la mesure sur un dipôle constitué de deux tiges de laiton puis de deux électrodes non polarisables. L’amplitude crête à crête mesurée par le dipôle est relevée sur un oscilloscope sur toute la gamme de fréquence. On voit que l’amplitude est équivalente pour les deux types de dipôles quelle que soit la fréquence. Cela signifie que la fréquence de coupure vers 100 kHz est probablement due au filtrage naturel du sable. Les électrodes non polarisables peuvent donc être utilisées sans risque de supprimer des hautes fréquences dans la bande passante qui nous intéresse ( $<10$  kHz). Par la suite, différentes séries de mesures ont été réalisées avec ou sans céramiques poreuses : nous verrons au chapitre 4 que les signaux mesurés sont tout à fait comparables.

### 3.5.3 Magnétomètres

Les magnétomètres inductifs CMC3 (figure 3.18) fabriqués pour l’expérience par la société GéoInstruments sont composés de deux parties identiques montées symétriquement. Chacune d’entre elles est constituée d’un circuit magnétique (noyau) et d’un bobinage. Le noyau, composé d’un feuilletage métallique épousant la forme de la colonne, a pour rôle de drainer les lignes de champ magnétique. Ces lignes de champ induisent finalement des forces électromotrices dans les bobinages de chacune des deux parties du magnétomètre qui sont ensuite sommées dans le préamplificateur.

Bien que la construction de ces capteurs implique une mesure sur la composante radiale du champ magnétique dans la colonne, les capteurs ont été étalonnés sur la composante

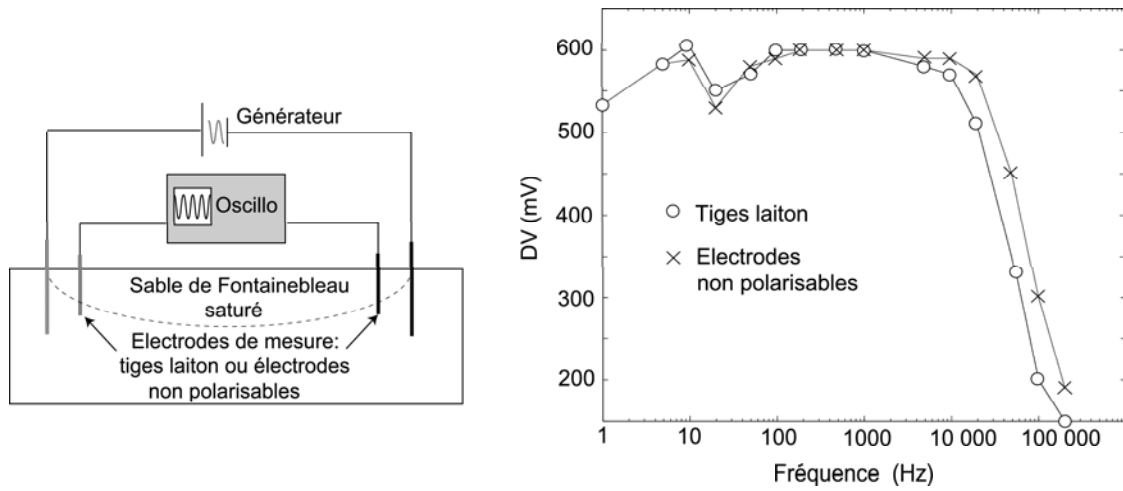


FIG. 3.17 – Tests comparatifs des bandes passantes d'un dipôle constitué de deux tiges de laiton ou de deux électrodes non polarisables. Les sensibilités sont équivalentes : la fréquence de coupure observée est donc probablement due au filtrage naturel du milieu.

radiale mais également tangentielle.

### Etalonnage en champ radial

Pour étalonner les magnétomètres en champ radial, on cherche à générer un champ magnétique connu pour observer la réponse des magnétomètres. La solution la plus adéquate est d'utiliser le champ magnétique dipolaire créé par une bobine de moment connu (figure 3.19).

En **coordonnées sphériques**, les composantes radiale et tangentielle du champ magnétique généré par une bobine en tout point de l'espace s'expriment par :

$$\begin{cases} B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2M \cos \theta}{r^3} \\ B_\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M \sin \theta}{r^3} \end{cases}$$

où  $M$  est le moment magnétique de la bobine (ici  $1 \mu A.m^2$ ), la constante de perméabilité du vide est  $\mu_0 = 4\pi.10^{-7} T.m/A$  et  $r$  la distance (en mètres) entre le centre de la bobine et un point moyen situé dans le noyau du magnétomètre. L'angle  $\theta = 9,58^\circ$  est déterminé grâce aux distances  $d = 0,4$  m (distance entre la bobine et le magnétomètre) et  $R = 0,0675$  m (rayon moyen du magnétomètre).



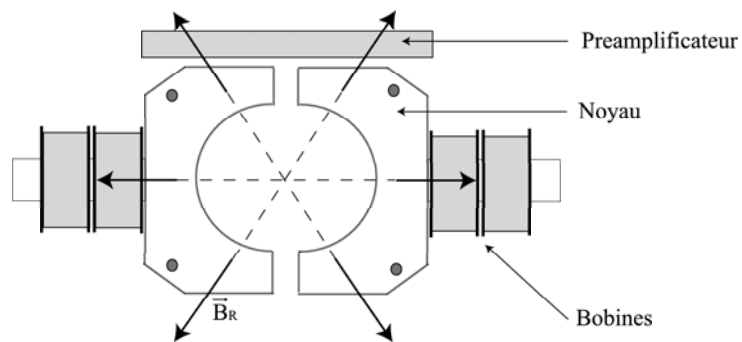


FIG. 3.18 – Magnétomètres inductifs CMC3 positionés sur leurs supports. Le capteur est composé de deux parties symétriques dont le noyau draine les lignes de champ et dont les bobines récoltent les forces électromotrices.

En **coordonnées cylindriques**, chacune de ces composantes génère une contribution radiale non nulle. Leurs projections sur le rayon du magnétomètre s'expriment par :

$$\begin{cases} B_{R_r} = B_r \sin\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2M \cos\theta \sin\theta}{r^3} \\ B_{R_\theta} = B_\theta \cos\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M \sin\theta \cos\theta}{r^3} \end{cases}$$

Finalement, le champ  $B_R$  vu par le magnétomètre est la somme de ces deux contributions :

$$B_R = \frac{3\mu_0}{4\pi} \frac{M \cos\theta \sin\theta}{r^3} = 0,738 \text{ pT}$$

A partir de cette valeur de champ magnétique de 0,738 pT, considérée comme stable quelle que soit la fréquence du courant alternatif dans la bobine, on établit la courbe de sensibilité des magnétomètres à un champ radial. Par exemple, pour une fréquence de 400 Hz, une tension de 5 mV en sortie du magnétomètre correspond à un champ magnétique radial de 0,5 pT. On notera que cette sensibilité correspond aux caractéristiques initiales des magnétomètres. En effet, pour améliorer la stabilité du préamplificateur, la bande passante a sensiblement été réduite. La courbe de sensibilité radiale présentée ici est donc surestimée pour les fréquences supérieures à 5 kHz.

### Etalonnage en champ tangentiel

Une démarche équivalente est adoptée pour l'étalonnage en champ tangentiel : on génère un champ purement tangentiel à l'aide d'un fil rectiligne placé au centre des noyaux (figure 3.19). L'amplitude du champ magnétique vue par les magnétomètres est alors donnée par l'expression :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} = 2,2 \text{ nT}$$

où  $r$  est la distance entre le fil rectiligne et un point moyen du magnétomètre et  $I = \frac{U}{R} = 0.74 \text{ mA}$ . on en déduit ensuite la courbe approximative de sensibilité (figure 3.20).

La sensibilité sur cette composante est en moyenne 1000 fois moindre qu'en champ radial. on notera que le magnétomètre de référence est en moyenne 2 fois plus sensible à des champs

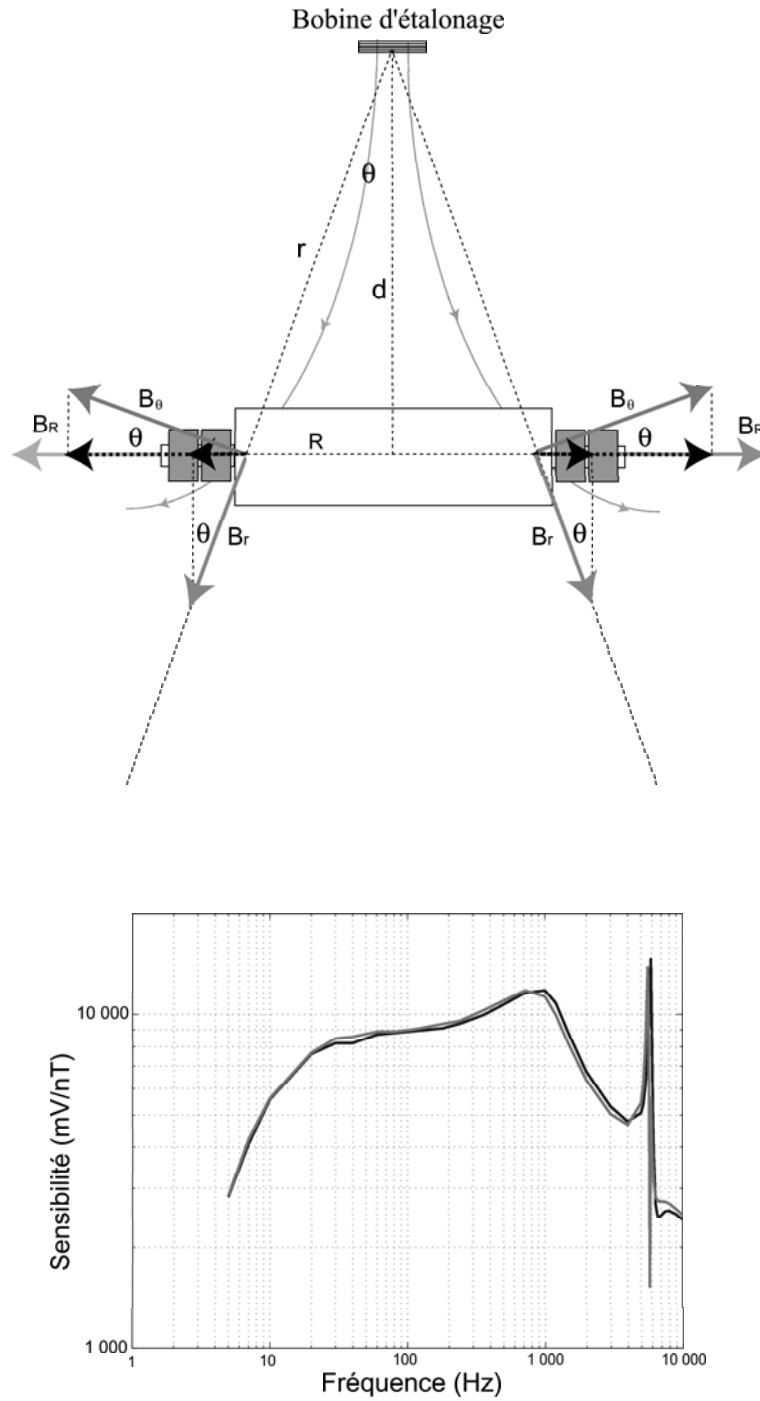


FIG. 3.19 – Dispositif d'étalonnage en champ radial et courbe de sensibilité correspondante : un dipôle magnétique (bobine) génère un moment magnétique connu ( $1 \mu A.m^2$ ) à une distance de 40 cm dans l'axe du magnétomètre.

tangentiels que le magnétomètre de mesure. Par exemple, pour une fréquence de 400 Hz, une tension de 5 mV en sortie du magnétomètre correspond à un champ magnétique tangentiel de 0,5 nT pour le magnétomètre utilisé en référence et 0,8 nT pour le magnétomètre de mesure.

### **Système d'acquisition et poste opérateur**

Le système d'acquisition utilisé pour cette expérience est une acquisition sismique multitrace Geometrics Stratavisor. Conçu pour le terrain, donc prévu pour fonctionner sur batteries pendant des durées assez longues, cet appareil s'intègre parfaitement bien à une utilisation en laboratoire à bas bruit. Par ailleurs, il répond également très bien à nos besoins d'observation haute fréquence puisqu'il nous permet d'échantillonner à un pas de 21  $\mu$ s soit une fréquence de Nyquist à 25 kHz.

Le poste opérateur (figure 3.21) contenant tous les éléments du dispositif susceptible de générer des perturbations magnétiques est situé en dehors de la chambre, dans le couloir d'accès. Il comprend le système d'acquisition, les amplificateurs de charge des accéléromètres et le système de déclenchement et d'alimentation en air comprimé.

#### **3.5.4 Problèmes de compatibilité électromagnétique**

Le fait de travailler en laboratoire à bas bruit n'est pas sans conséquence sur le fonctionnement des instruments. En effet, les problèmes de compatibilité électromagnétique s'expriment habituellement en terme de protection contre les perturbations extérieures. Au LSBB, dans les conditions optimales (alimentations et ventilations éteintes) le bruit ambiant peut être considéré comme nul et cette protection n'a plus lieu d'être. En revanche, les circuits électroniques et en particulier les magnétomètres doivent être protégés de leur propre perturbations. Ainsi, sans une adaptation des branchements de masse, le fonctionnement des magnétomètres peut être compromis.

Par ailleurs, l'utilisation de la prise de Terre pour le blindage de l'acquisition ou des amplificateurs de charge peut avoir un effet contraire à celui recherché. En effet, ce type de branchement est susceptible de ramener inutilement dans les blindages les courants haute fréquence qui transitent dans le sol et qui n'existent pas dans la zone à bas bruit. La meilleure solution trouvée consiste à connecter les blindages à la partie neutre des batteries d'alimentation. Par ailleurs, chaque instrument dispose de son système d'alimentation propre

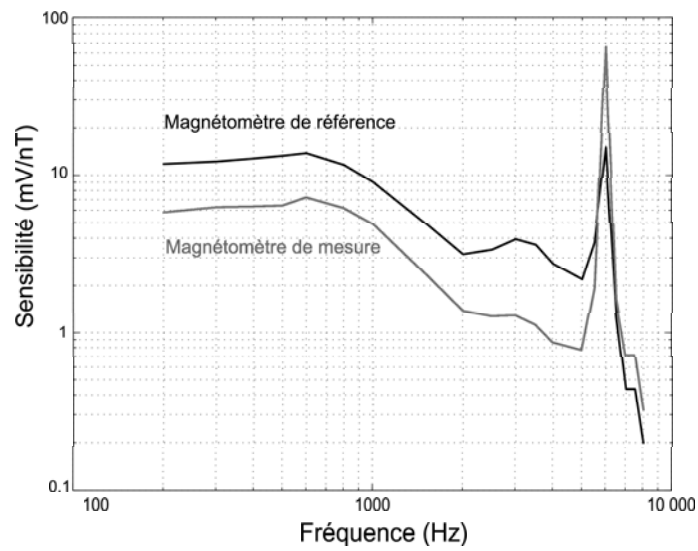
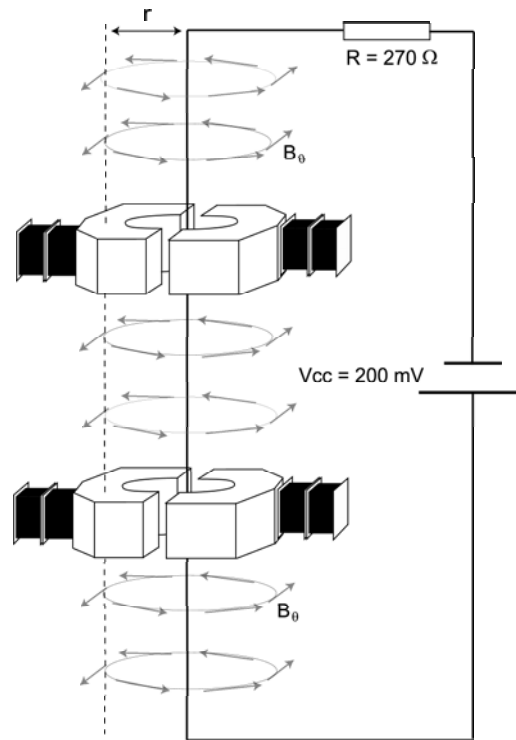


FIG. 3.20 – Dispositif d'étalonnage des magnétomètres en champ tangentiel : un champ purement tangentiel est généré à l'aide d'un fil rectiligne vertical.

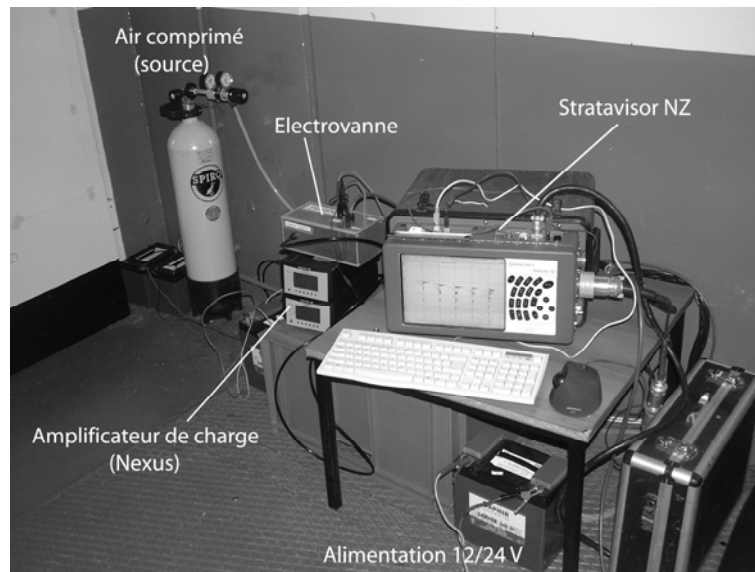


FIG. 3.21 – Système d’acquisition et poste opérateur : tous les appareils sont alimentés en courant continu

pour éviter les courts circuits de masse.

Toutefois, certains éléments sont susceptibles de générer des courants perturbateurs forts qu’il convient d’évacuer par l’intermédiaire de la prise de Terre. Ainsi, le blindage de l’électrovanne et le canon métallique de la source y sont directement connectés pour évacuer les charges accumulées. On notera que sans cette protection, les très fortes perturbations générées par l’électrovanne sont suffisantes pour perturber gravement le système d’acquisition. En transitant par les cables, ces impulsions électromagnétiques parviennent jusqu’à l’ordinateur qui les interprète de manière anarchique comme une demande réelle de l’opérateur.

## 3.6 Dispositif experimental

### 3.6.1 Mesures sismiques et électriques

Notre dispositif experimental initial est constitué d’une colonne de Plexiglass remplie de sable d’un mètre de long, de 8 cm de diamètre interne et de 9 cm de diamètre externe. Celle ci est équipée de 10 loges pour électrodes espacées de 10 cm et d’une arrivée d’eau sur sa partie inférieure (figure 3.22). Inspirés au départ par les mesures de terrain (Garambois et Dietrich, 2001; Garambois *et al.*, 2002) nous avons choisi de réaliser les mesures sismo-électriques sur 5 dipôles équidistants de 10 cm. Les accéléromètres sont donc situés au point

milieu des dipôles.

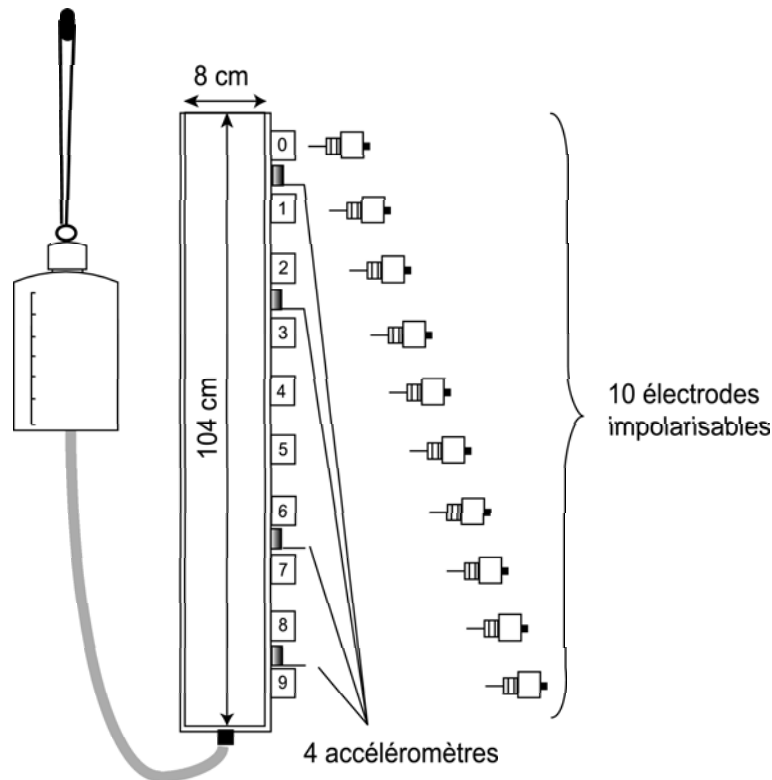


FIG. 3.22 – Dispositif expérimental de mesures sismiques et électriques constitué d’une colonne de Plexiglass équipée de 10 électrodes et de 4 accéléromètres

Cette géométrie d’acquisition a fait ses preuves sur le terrain en offrant un compromis acceptable du rapport signal/bruit. Mais ici, les parasites électromagnétiques sont inexistantes et cette géométrie n’est plus vraiment justifiée alors qu’elle a pour désavantage de diminuer le nombre de traces.

Une alternative consiste à réaliser des mesures par rapport à une électrode de référence située le plus loin possible de la source sismique. Si l’équidistance entre électrodes est respectée, ce nouveau dispositif permet d’augmenter le nombre de points de mesures tout en gardant la possibilité de recalculer les signaux qui seraient obtenus par dipôles. Les électrodes sont numérotées de 0 à 9 (en partant du haut, cf figure 3.22), l’électrode de référence est donc la 9. Pour recalculer la forme des signaux mesurés par les dipôles équidistants  $D_i$  à partir des dipôles par référence  $D_{r,j}$ , on utilise les relations suivantes.

$$\left\{ \begin{array}{l} D_1 = E_0 - E_1 = D_{r1} - D_{r2} \\ D_2 = E_2 - E_3 = D_{r3} - D_{r4} \\ D_3 = E_4 - E_5 = D_{r5} - D_{r6} \\ D_4 = E_6 - E_7 = D_{r7} - D_{r8} \\ D_5 = E_8 - E_9 = D_{r9} \end{array} \right. \quad (3.2)$$

La validité et les limites de cette opération de calcul des dipôles seront discutées au chapitre 5. Nous comparerons les signaux obtenus par ce calcul à ceux enregistrés directement sur une acquisition en dipôles équidistants. Nous verrons que les premières arrivées sont très bien retrouvées mais qu'il peut exister des différences sur la forme générale de l'onde, en particulier à hautes fréquences.

### 3.6.2 Mesures magnétiques

On a vu que, pour s'assurer de l'origine électrocinétique des signaux électromagnétiques mesurés, il est utile de comparer les signaux sur sable sec et saturé. En excitant la source sismique sur le sable sec, il ne doit pas y avoir de signaux électriques ou magnétiques cohérents. Cette comparaison est particulièrement utile pour les signaux magnétiques : nos premières expériences ne satisfaisant pas du tout cette condition, nous avons procédé à une série de mesures permettant d'identifier toutes les sources d'artefacts.

#### Différenciation des expériences électriques et magnétiques

Dans un premier temps, nous avons tenté d'utiliser la colonne d'électrofiltration pour tous les types de mesures. Cependant, celle ci contient des éléments métalliques dont le mouvement génère des perturbations faibles mais mesurables et répétitives. D'autre part, la présence des 10 loges pour électrodes rend difficile le positionnement des magnétomètres sans contact avec le Plexiglass. Nous avons donc opté pour l'utilisation d'une deuxième colonne sans éléments métalliques, aux mêmes caractéristiques mécaniques (taille, diamètre ect...) mais complètement uniforme en dehors des systèmes de fixation.

#### Elimination des parasites générés par l'accéléromètre

L'accéléromètre utilisé pour l'enregistrement de la fonction source émet lui aussi un certain nombre de perturbations. La nécessité de disposer d'une base de temps pour la



sommation des enregistrements ne nous permet pas de renoncer à son utilisation. Heureusement, son influence est parfaitement identifiable puisque de forme identique à la fonction source. Pour tenter d'atténuer cet effet, nous avons choisi de mesurer le signal magnétique par rapport à un magnétomètre de référence (figure 3.23). Celui-ci est situé exactement à la même cote que l'électrode de référence utilisée pour les mesures sismo-électriques. Le signal sismo-magnétique est alors la différence entre le magnétomètre de mesure (en haut) et le magnétomètre de référence (en bas). La radiation issue de l'accéléromètre ayant une amplitude comparable sur les deux magnétomètres, la soustraction des signaux permet d'en éliminer une bonne partie. Par ailleurs, cette configuration nous permettra par la suite de comparer directement les mesures électriques et magnétiques.

### Vibration des magnétomètres

Par ailleurs, si les magnétomètres venaient à se déplacer dans le champ magnétique ambiant sous l'effet de la propagation sismique, ils enregistreraient un signal transitoire causal mais d'origine non électrocinétique. Ce signal, qui ressemblerait à s'y méprendre à un signal cosismique, remettrait complètement en cause la validité de l'expérience. Par conséquent, nous avons pris soin de vérifier qu'il n'existe aucun contact mécanique entre les magnétomètres et la colonne (figure 3.23, vue de dessus) de façon à ne pas transmettre les vibrations de la colonne.

Ce dispositif nécessite bien entendu la réalisation de deux supports indépendants. Ceux ci sont isolés du sol grâce à un isolant phonique qui limite la transmission des vibrations au support des magnétomètres par l'intermédiaire du plancher. Un test peut être réalisé en comparant les signaux magnétiques enregistrés sur du sable sec avec ou sans isolant phonique (figure 3.24). Sans isolant phonique (A), on observe une oscillation très forte et plutôt monochromatique enregistrée sur le magnétomètre. Pourtant, des accéléromètres placés verticalement et horizontalement (C) sur le support de magnétomètre ne semblent enregistrer que de légères oscillations, ce qui montre la grande sensibilité du magnétomètre à ce phénomène.

L'utilisation de l'isolant phonique s'avère assez efficace (B), en particulier pour les plus hautes fréquences. Par ailleurs, compte tenu du temps nécessaire à la transmission par le sol, les effets résiduels à plus basse fréquence apparaissent tardivement ( $> 5$  ms). Ainsi, bien que de forte amplitude, ils ne masquent pas la partie la plus intéressante du signal

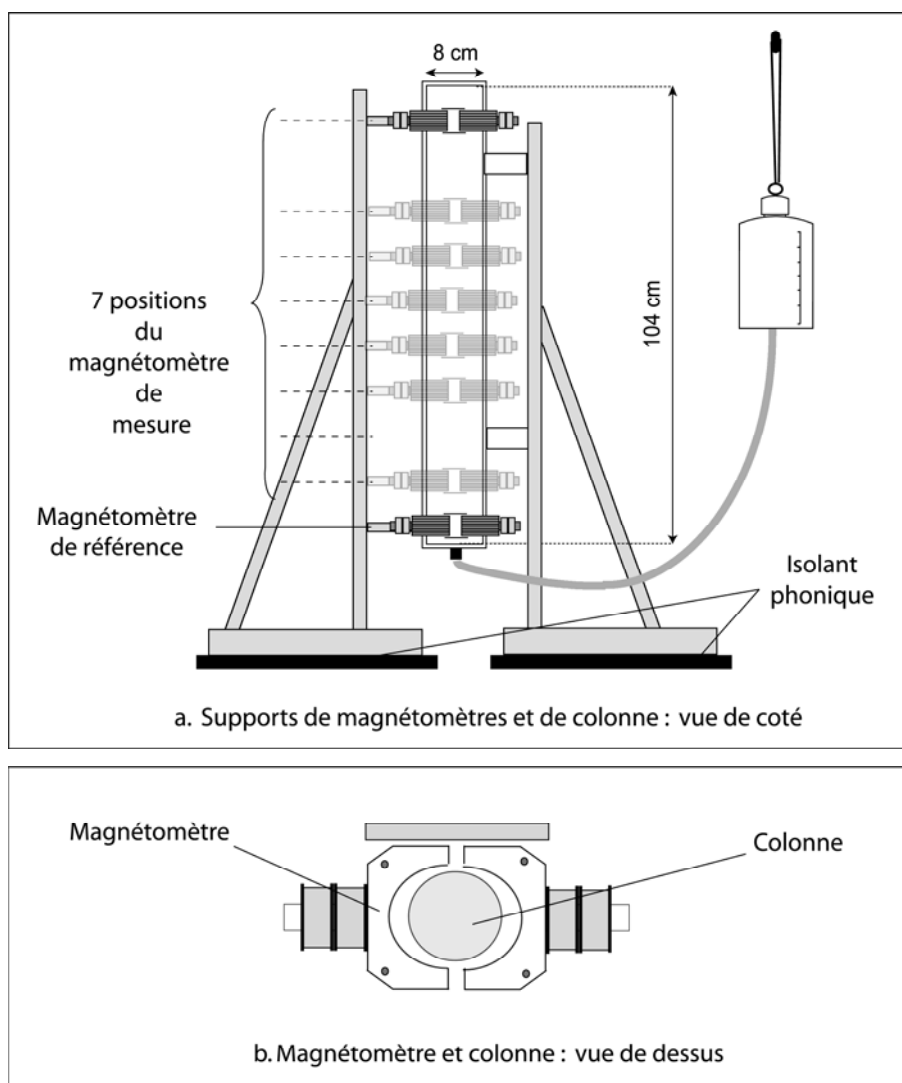


FIG. 3.23 – Dispositif de mesures sismo-magnétiques. a) Vue de côté : le magnétomètre du bas est utilisé comme référence. Le magnétomètre du haut peut être déplacé en 7 points de mesures correspondants. b) Vue de dessus : il n'existe aucun point de contact mécanique entre le magnétomètre et la colonne.

sismo-magnétique. Nous en tiendrons tout de même compte pour le calcul des spectres et des amplitudes maximales en choisissant une fenetre d'étude de -1 ms à 5 ms.

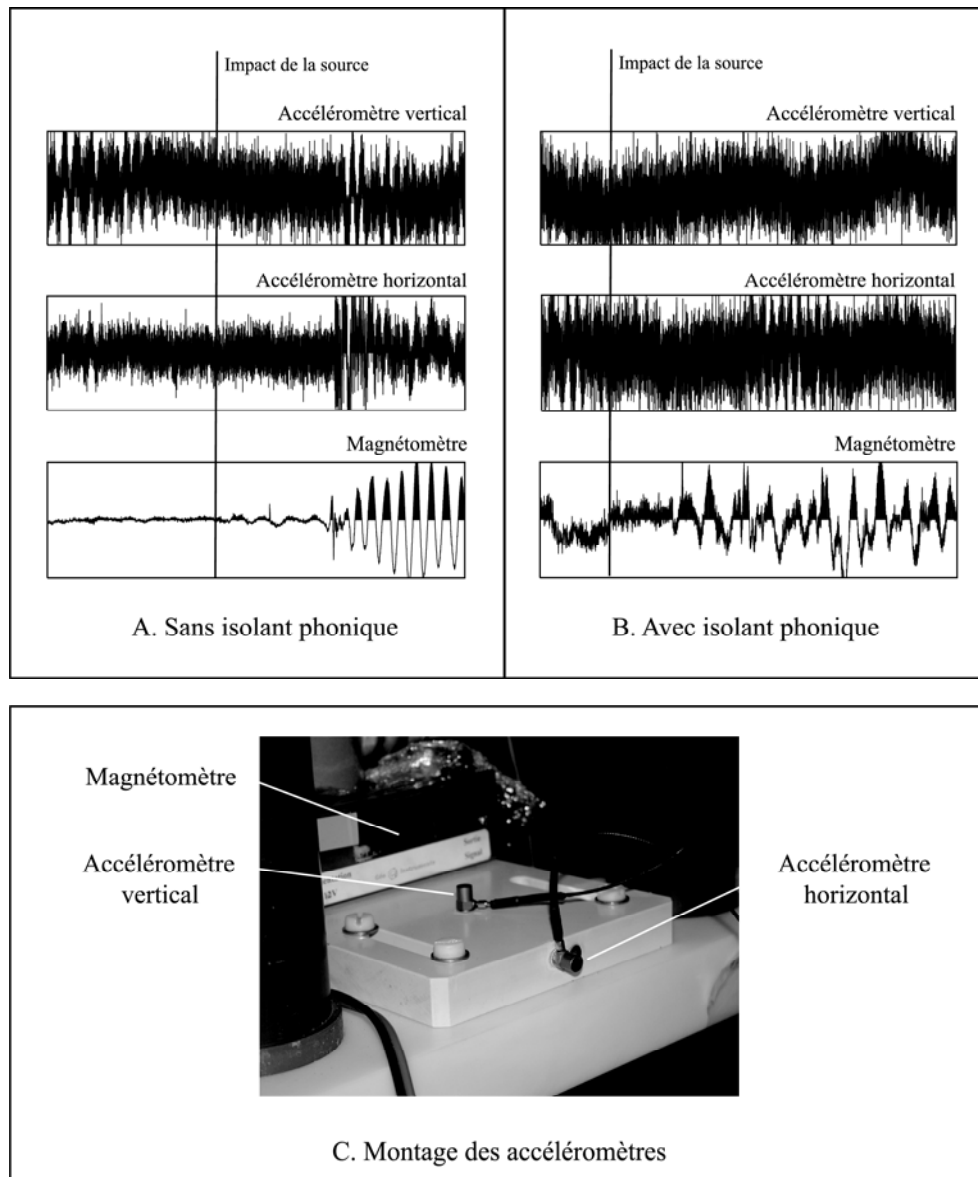


FIG. 3.24 – Vibrations des magnétomètres lors de l'actionnement de la source en position verticale

Ces problèmes liés aux vibrations des magnétomètres sont loin d'être anodins et constituent probablement la difficulté principale des mesures sismo-magnétiques. Par exemple, Zhu et Toksöz (2005) proposent des expériences de mesure des champs sismo-électromagnétiques en puits de forage. La sonde à effet Hall, plongée directement dans le fluide du puits, entre

inévitablement en mouvement lors du passage des ondes P. Le capteur enregistre alors des signaux très semblables à la signature acoustique mais dont l'origine électrocinétique peut être remise en cause.

### 3.6.3 Choix de la matrice : sable de Fontainebleau

On a vu (chapitre 2) que le couplage électrocinétique est à la fois proportionnel au potentiel  $\zeta$  et à l'inverse de la conductivité totale. Pour optimiser les amplitudes mesurées, le matériau idéal doit donc posséder un potentiel  $\zeta$  fort et être peu soluble dans l'eau. Les matériaux poreux à base de quartz conviennent parfaitement à ce type d'expérience et ont par ailleurs beaucoup été étudiés pour leurs propriétés électrocinétiques (Ishido et Mizutani (1981), Jouniaux et Pozzi (1995a), Jouniaux et Pozzi (1995b), Jouniaux et Pozzi (1997), Lorne *et al.* (1999a), Lorne *et al.* (1999b) et Revil *et al.* (1999b)).

L'adaptation de la colonne d'électrofiltration et des électrodes utilisées par Guichet *et al.* (2003) nous limite à l'utilisation d'un matériau non consolidé, donc du sable. Nous avons choisi d'utiliser un sable de Fontainebleau de granulométrie comprise entre 75 et 425  $\mu\text{m}$  contenant 99,7 % de quartz.

Pour obtenir un milieu le plus homogène possible, le remplissage est effectué à l'aide d'un réservoir dont le débit en sortie est régulé par un tamis. En montant progressivement ce réservoir, la hauteur de chute reste constante et l'agencement des grains est à peu près régulier.

Bien que l'utilisation d'un sable de Fontainebleau réponde parfaitement aux caractéristiques électrocinétiques qui nous intéressent, le risque est d'obtenir une atténuation des hautes fréquences telles que seul le régime stationnaire serait mesuré. Nous avons donc choisi de tasser le sable au cours du remplissage pour augmenter les effets de compaction. Les légers coups de maillet sur la colonne de Plexiglass permettent d'augmenter sensiblement la densité du milieu. Il est probable que l'homogénéité du milieu soit remise en cause par cette opération, mais les contrastes d'impédance sont suffisamment faibles pour être négligés, surtout pour les basses fréquences.

### 3.6.4 Propriétés physico-chimiques du milieu poreux saturé

**Conductivité et pH du fluide** Compte tenu de la faible solubilité du quartz et de la conductivité recherchée, nous avons choisi d'utiliser de l'eau déminéralisée comme électro-

lyte. Dans ces conditions, la conductivité du fluide après plusieurs jours de mise en contact avec le sable a été mesurée à 3.1 mS/m pour un pH de 6.55 à 20.5 °C.

**Porosité** La porosité  $\phi$  peut être estimée soit à partir de la masse volumique du milieu introduit, soit à partir du volume des vides en supposant que le taux de saturation est égal à 100 %. Comme on l'a vu au chapitre 1, il est *a priori* impossible d'obtenir un taux de saturation parfait par simple imbibition. Nous avons donc choisi de contrôler la masse de sable introduite dans la colonne et d'en déduire sa masse volumique :

$$\phi = 1 - \frac{m}{Vd} = 33.5\% \quad (3.3)$$

Où V est le volume de la colonne (5227 cm<sup>3</sup>), m la masse de sable introduite (9.214 kg), et d la densité réelle du quartz (2.65).

**Perméabilité** La perméabilité a pu être mesurée précisément par la méthode des débits sur un échantillon cylindrique de 10 cm de diamètre mis en place dans des conditions identiques à l'échantillon réel. La masse volumique sèche dans cet échantillon est de  $\gamma_e = 1.7727 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$  contre  $\gamma_c = 1.7625 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$  dans la colonne soit moins d'1% d'erreur. La perméabilité mesurée est alors de  $5,8 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ .

### 3.7 Conclusion

La réalisation d'une expérience de couplages sismo-électromagnétiques en laboratoire à bas bruit a nécessité dans un premier temps la conception d'une source sismique adaptée. Pour éviter les parasites électromagnétiques nous avons choisi de travailler sur une source à air comprimé. Cette source peut être utilisée alternativement en position verticale ou horizontale, privilégiant respectivement la sollicitation des modes d'extension ou de flexion. Grâce au choc ponctuel d'une bille de rubis sur une plaque de granite, le spectre excité est large (200 Hz à 10 kHz) et plat en excitation verticale. Dans ce cas, la forme d'onde s'avère tout à fait répétitive en dehors des variations d'amplitude dues à des problèmes d'équilibrage des pressions.

La forme d'onde en position horizontale étant moins parfaitement impulsionnelle, son spectre est plus basse fréquence et moins tabulaire (200 Hz à 8 kHz) mais reste tout à fait satisfaisant. De plus, la possibilité de basculer le système en deux tirs symétriques "Droite"

ou "Gauche" permettra éventuellement d'éliminer les composantes extensives résiduelles lors de la sollicitation horizontale. Toutefois, les formes d'ondes obtenues dans ce cas s'avérant peu répétitives, une compensation devra être apportée par la sommation d'un nombre important d'événements (20 à 30).

Si la forme temporelle de l'impact est plutôt constante au cours des expériences, leur amplitude peut être affectée par des variations assez importantes. Les signaux sismiques, électriques et magnétiques étant obtenus sur des expériences indépendantes, les signaux seront par la suite normalisés pour une excitation de 100 g pour pouvoir être comparés.

Même en connaissant la bande passante de la source, il est difficile d'anticiper sur le contenu spectral des signaux réels mesurés après le filtrage naturel opéré par le milieu. Nous avons choisi de sélectionner des capteurs dont la bande passante est au plus proche de la source sismique :

- Accéléromètres miniatures 4393 de Brüel et Kjaer : sensibilité  $0.316 \text{ pC/m.s}^{-2}$ , bande passante 0.1 Hz à 16.5 kHz ;
- Electrodes : 10 tiges d'argent et céramiques poreuses ;
- Magnétomètres à induction : 2 magnétomètres à champ radial (sensibilité 10 mV/pT, bande passante de 10 Hz à 10 kHz).

Tous les éléments du dispositif susceptibles de générer des perturbations électromagnétiques (acquisition, amplificateurs, électrovanne...) sont situés en dehors de la capsule. On notera que ces expérimentations à bas bruit nécessitent toutefois certaines précautions de compatibilité électromagnétiques liées à un environnement très particulier.

L'avantage de ce type d'expérience analogique est bien sûr de pouvoir accéder plus ou moins directement aux différents paramètres du milieu. Ainsi, nous avons mesuré la conductivité du fluide (3.1 mS/m pour un pH de 6.55 à 20.5 °C), la porosité (33.5 %) et la perméabilité du milieu ( $5.8.10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ ). Ces paramètres pourront par la suite être utilisés pour la compréhension et la caractérisation des amplitudes mesurées.

Pour l'élaboration de ce dispositif expérimental, nous avons adopté une démarche qui nous a permis d'éliminer progressivement tous les artefacts susceptibles de remettre en cause la validité du dispositif expérimental. L'environnement à bas bruit ainsi que la vérification de l'absence de signaux dans le sable sec vont d'une part nous permettre de mesurer des champs très faibles, mais également d'en prouver l'origine électrocinétique. Par ailleurs, pour pouvoir interpréter rigoureusement les signaux sismiques, électriques et magnétiques,

il convient à présent de caractériser les modes de propagation sismique susceptibles d'avoir lieu dans un milieu poreux cylindrique.

## Chapitre 4

# Couplages sismo-électromagnétiques dans un cylindre poreux : Approche théorique

### 4.1 Introduction

Nous avons présenté au chapitre 3 la mise en place d'un dispositif expérimental de mesure des couplages sismo-électromagnétiques dans un milieu poreux cylindrique. Le milieu, non consolidé, est contenu dans une colonne de Plexiglass fermée dans sa partie inférieure et ouverte sur son extrémité supérieure. Celle-ci est excitée par une source sismique à air comprimé agissant verticalement ou horizontalement. Au premier ordre, nous considérerons que la surface cylindrique se comporte comme une surface libre et nous négligerons l'effet du tube de Plexiglass. La totalité du milieu poreux repose sur la section inférieure du tube qui se comporte comme un réflecteur parfait vis-à-vis des ondes sismiques.

Compte tenu de la géométrie assez particulière de l'échantillon, il convient de discuter à présent des modes de propagation qui peuvent s'y développer. Nous en déduirons qualitativement la vitesse apparente de ces différents modes ainsi que les caractéristiques des réponses électriques et magnétiques à l'excitation sismique. Cette étape est fondamentale pour la compréhension et la fiabilité de l'interprétation des mesures. Dans la discussion qui



va suivre, nous considérerons un milieu poreux dans lequel les vitesses d'ondes  $P$  et  $S$  seront estimées à partir de modules poroélastiques supposés.

La compréhension des modes de propagation sismique en milieu cylindrique a fait l'objet de nombreuses études liées au développement de la diagraphe en puits de forage. Nous utiliserons en particulier les travaux de Berryman (1992) et Quiblier (1997) pour la formulation de la propagation sismique en milieu cylindrique. Le système que nous étudions ici est également très proche du barreau résonnant utilisé pour la mesure des vitesses dans les sols ou les roches. L'étude des vibrations propres d'un cylindre élastique est un problème courant en mécanique (Graff, 1991). Dans un premier temps, nous allons nous placer dans le cas élastique afin de décrire simplement les modes de propagation propres aux cylindres, en faisant abstraction des effets d'atténuation de la théorie de Biot. En adoptant la démarche de Quiblier (1997), inspirée des travaux de White (1965), nous allons discuter la forme analytique des déplacements dans le milieu cylindrique. Nous identifierons ainsi les modes susceptibles de se propager dans notre échantillon dans le cas d'une excitation verticale et nous en déduirons les caractéristiques des champs sismo-électriques et sismo-magnétiques mesurables.

## 4.2 Propagation des ondes en milieu cylindrique élastique

Cette première approche consiste à aborder le problème de la propagation acoustique des ondes sismiques dans un cylindre purement élastique. On se place dans le système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  et dans le cas d'une excitation verticale. L'axe de symétrie du cylindre définit l'axe des  $z$  qui contient l'origine du repère (figure 4.1). Nous nous restreindrons au cas de l'excitation sismique verticale et considérerons que l'impact de la source a lieu à l'origine ( $z=0$ ).

### 4.2.1 Equations fondamentales de l'élastodynamique

Le milieu est considéré comme continu, déformable et homogène. On peut écrire la loi fondamentale de la dynamique en tout point du milieu en terme de contrainte :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}(x, t)}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} \quad (4.1)$$

En appliquant cette formulation au système de coordonnées cylindriques, Quiblier (1997)

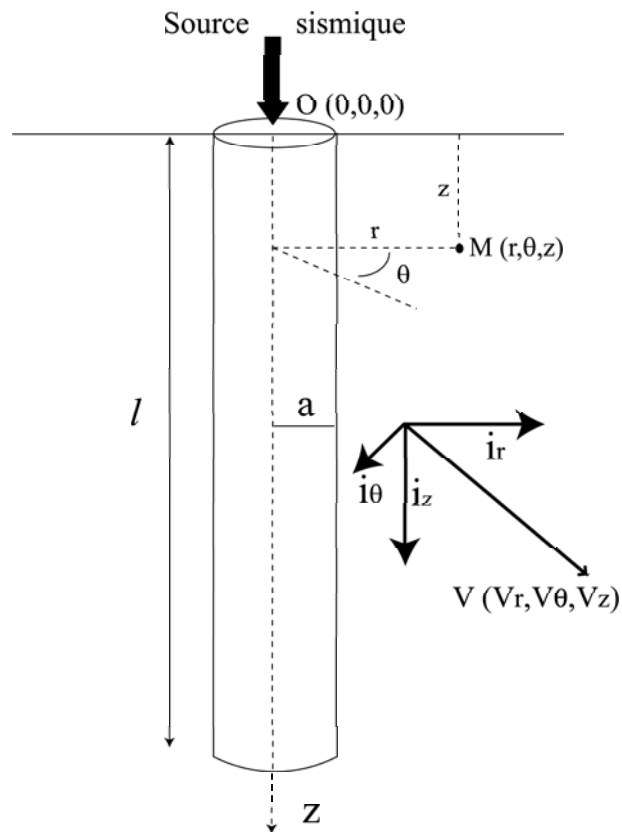


FIG. 4.1 – Le cylindre considéré ici est de longueur  $l$  et de rayon  $a$ . On se place dans un système de coordonnées cylindriques dont l'origine  $O$  correspond au point d'impact de la source sismique agissant verticalement suivant  $z$ . L'axe de symétrie du système coïncide avec l'axe des  $z$ .

obtient une formulation des équations fondamentales de l'élastodynamique valable dans un cylindre élastique :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 U_r}{\partial t^2} = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r}(r\sigma_{rr}) + \frac{\partial}{\partial \theta}\sigma_{r\theta} + \frac{\partial}{\partial z}(r\sigma_{zr}) \right] - \frac{\sigma_{\theta\theta}}{r} \\ \rho \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial t^2} = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r}(r\sigma_{r\theta}) + \frac{\partial}{\partial \theta}\sigma_{\theta\theta} + \frac{\partial}{\partial z}(r\sigma_{\theta z}) \right] + \frac{\sigma_{r\theta}}{r} \\ \rho \frac{\partial^2 U_z}{\partial t^2} = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r}(r\sigma_{zr}) + \frac{\partial}{\partial \theta}\sigma_{\theta z} + \frac{\partial}{\partial z}(r\sigma_{zz}) \right] \end{cases} \quad (4.2)$$

#### 4.2.2 Potentiels vecteurs

Une méthode classique en sismologie pour simplifier et résoudre ces équations consiste à introduire les potentiels vecteurs issus de la décomposition de Helmholtz : tout champ vectoriel peut se décomposer en une somme de deux champs dont l'un est purement divergent et l'autre purement rotationnel. Dans le cas d'une propagation suivant  $z$ , on écrira :

$$\mathbf{u} = \text{grad}\varphi + \text{rot}\Psi \quad \text{où} \quad \text{div}\Psi = 0 \quad \text{et} \quad \text{rot}\Phi \quad (4.3)$$

Où la fonction  $\varphi$  est un *potentiel scalaire* et  $\Psi$  un *potentiel vecteur* associés au vecteur  $\mathbf{u}$ . Le potentiel vecteur peut à son tour être décomposé en deux potentiels scalaires :

$$\Psi = \chi \mathbf{i}_\theta + \text{rot}(\gamma \mathbf{i}_\theta) \quad (4.4)$$

Les composantes  $U_r$ ,  $U_\theta$  et  $U_z$  du déplacement peuvent donc s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} U_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 \gamma}{\partial r \partial z} \\ U_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} - \frac{\partial \chi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \theta \partial z} \\ U_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial^2 \gamma}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \gamma}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \theta^2} \end{cases} \quad (4.5)$$

Dans le cas du milieu isotrope, les équations de l'élastodynamique 4.2 sont vérifiées si et seulement si les potentiels  $\varphi$ ,  $\chi$  et  $\gamma$  vérifient :

$$\begin{cases} \frac{1}{V_P^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \nabla^2 \varphi \\ \frac{1}{V_S^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = \nabla^2 \chi \\ \frac{1}{V_S^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} = \nabla^2 \gamma \end{cases} \quad (4.6)$$

Les potentiels  $\varphi$ ,  $\chi$ , et  $\gamma$  représentent respectivement les ondes P, SH et SV de vitesses  $V_P$  et  $V_S$ . En exprimant les potentiels dans le domaine de Fourier, Quiblier (1997) parvient aux relations suivantes propre à chaque harmonique  $\nu$  :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi_\nu}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial r} - \left[ m^2(k_z; \omega) + \frac{\nu^2}{r^2} \right] \varphi_\nu = 0 \\ \frac{\partial^2 \chi_\nu}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi_\nu}{\partial r} - \left[ l^2(k_z; \omega) + \frac{\nu^2}{r^2} \right] \chi_\nu = 0 \\ \frac{\partial^2 \gamma_\nu}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \gamma_\nu}{\partial r} - \left[ l^2(k_z; \omega) + \frac{\nu^2}{r^2} \right] \gamma_\nu = 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

Où  $k_z$  est le nombre d'onde suivant  $z$ ,  $\omega$  la pulsation,  $m(k_z; \omega)$  et  $l(k_z; \omega)$  sont les nombres d'onde suivant  $r$  définis par :

$$\begin{cases} m^2(k_z; \omega) = k_z^2 - \frac{\omega^2}{V_P^2} \\ l^2(k_z; \omega) = k_z^2 - \frac{\omega^2}{V_S^2} \end{cases} \quad (4.8)$$

#### 4.2.3 Solutions en milieu isotrope

Les équations différentielles à coefficients variables des expressions 4.7 ont des solutions de la forme de fonctions de Bessel. Compte tenu du signe moins devant le troisième terme (Abramowitz et Stegun, 1970), les solutions sont les fonctions de Bessel modifiées  $I_\nu$  et  $K_\nu$ .

$$\begin{cases} \varphi_\nu(r, k, \omega) = A_{P, \nu}(k, \omega) I_\nu[m(k_z, \omega)r] + A'_{P, \nu}(k, \omega) K_\nu[m(k_z, \omega)r] \\ \chi_\nu(r, k, \omega) = A_{SH, \nu}(k, \omega) I_\nu[l(k_z, \omega)r] + A'_{SH, \nu}(k, \omega) K_\nu[l(k_z, \omega)r] \\ \gamma_\nu(r, k, \omega) = A_{SV, \nu}(k, \omega) I_\nu[l(k_z, \omega)r] + A'_{SV, \nu}(k, \omega) K_\nu[l(k_z, \omega)r] \end{cases} \quad (4.9)$$

#### 4.2.4 Propriétés fondamentales des fonctions de Bessel

Bien qu'il ne s'agisse pas d'une réelle démonstration, il est possible d'affiner les expressions 4.9 des potentiels vecteurs en utilisant les propriétés des fonctions de Bessel. Dans le cas qui nous intéresse ici, le milieu étudié contient l'axe des  $z$ . Pour que les déplacements aient une signification physique en ces points, leur expression analytique doit être bornée ( $\neq \infty$ ) en  $z = 0$ . La représentation graphique des fonctions de Bessel  $I_0$  et  $K_0$  (figure 4.2) montrent que la fonction  $K_0$  comporte une singularité en  $r=0$ . Cette singularité se retrouve pour toutes les fonctions  $K_\nu$  (Abramowitz et Stegun, 1970).

Si le milieu étudié contient l'axe  $Oz$ , la seule façon d'avoir une solution physique pour les potentiels vecteurs est d'annuler les constantes  $A'_{P, \nu}$ ,  $A'_{SH, \nu}$  et  $A'_{SV, \nu}$ . Leur expression devient alors :

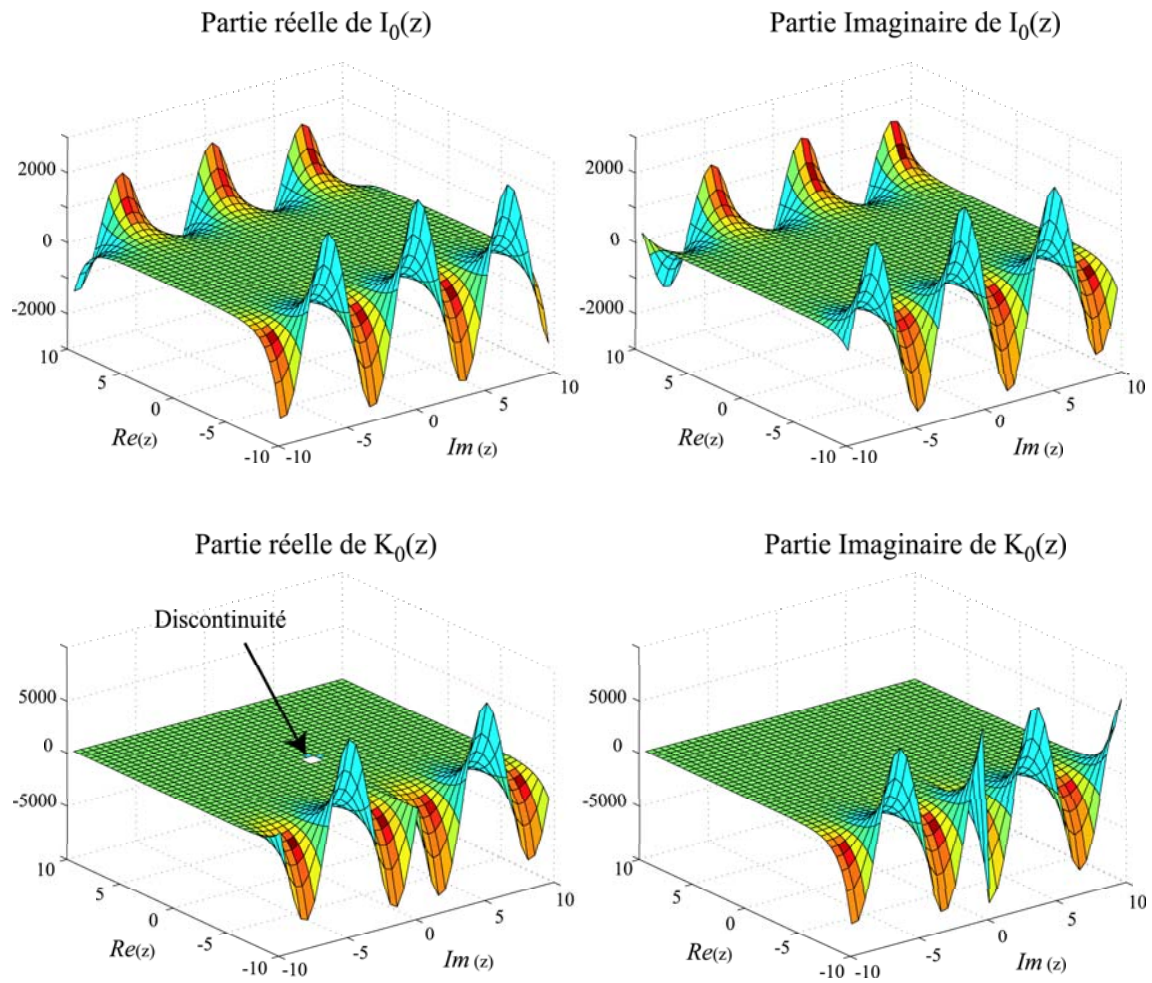


FIG. 4.2 – Fonctions de Bessel  $I_0(z)$  et  $K_0(z)$  en fonction des parties réelles et imaginaires de  $z$

$$\begin{cases} \varphi_\nu(r, f, \omega) = A_{P,\nu}(k, \omega) I_\nu [m(k_z, \omega)r] \\ \chi_\nu(r, f, \omega) = A_{SH,\nu}(k, \omega) I_\nu [l(k_z, \omega)r] \\ \gamma_\nu(r, f, \omega) = A_{SV,\nu}(k, \omega) I_\nu [l(k_z, \omega)r] \end{cases} \quad (4.10)$$

L'ordre  $\nu$  des fonctions de Bessel dépend des orientations de la force d'excitation et de la composante mesurée (Kennett *et al.*, 1979). Si ces orientations sont les mêmes, les déplacements seront exprimés par des fonctions de Bessel d'ordre 0. Dans le cas contraire celles-ci seront d'ordre 1. Dans le cas qui nous intéresse ici, l'excitation est suivant l'axe  $Oz$  et les déplacements s'expriment avec  $I_0$  pour la composante  $u_z$  et avec  $I_1$  pour les composantes  $u_r$  et  $u_\theta$ . Maintenant que cette hypothèse sur l'orientation de la source est posée, les expressions obtenues par la suite ne seront valables que pour une excitation verticale. Le cas de l'excitation horizontale devra être traité indépendamment.

Les équations 4.3 et 4.4 indiquent que le passage des fonctions potentielles aux déplacements passe par des calculs différentiels impliquant un gradient pour la fonction  $\varphi$  et un rotationnel pour  $\chi$  et  $\gamma$ . C'est donc le passage par ces opérateurs vectoriels appliqués aux fonctions potentielles définies en 4.10 qui va nous permettre d'exprimer les déplacements. Cette opération nécessite le calcul des dérivées des fonctions de Bessel, dont on peut rappeler quelques propriétés.

D'après Abramowitz et Stegun (1970), la dérivée des fonctions de Bessel  $I_0(mz)$  et  $I_1(mz)$  où  $m$  est une constante et  $z$  un complexe, peut se calculer par :

$$I_0'(mz) = -I_1(mz) \quad \text{et} \quad I_1'(mz) = I_0(mz) - \frac{1}{z} I_1(mz) \quad (4.11)$$

A l'aide de ces propriétés de dérivation des fonctions de Bessel, on peut calculer le rotationnel et le gradient des expressions 4.10 en coordonnées cylindriques. Ce calcul, non développé ici, montre que la seule solution pour respecter une forme en  $I_0$  pour la composante  $u_z$  et  $I_1$  pour la composante  $u_r$  des déplacements est :

$$\begin{cases} \varphi(r, f, \omega) = A_P(k, \omega) I_0 [m(k_z, \omega)r] \\ \chi(r, f, \omega) = A_{SH}(k, \omega) I_1 [l(k_z, \omega)r] \\ \gamma(r, f, \omega) = A_{SV}(k, \omega) I_1 [l(k_z, \omega)r] \end{cases} \quad (4.12)$$

On notera que lorsque  $r$  tend vers 0, les parties imaginaires des fonctions  $I_\nu$  tendent vers 0. Par ailleurs, si la partie réelle de  $I_1$  tend également vers 0, celle de  $I_0$  tend vers 1

(figure 4.3). Ce comportement particulier des fonctions de Bessel  $I_\nu$  sera évoqué par la suite et utilisé pour discuter des déplacements et du champ électrique au centre du cylindre.

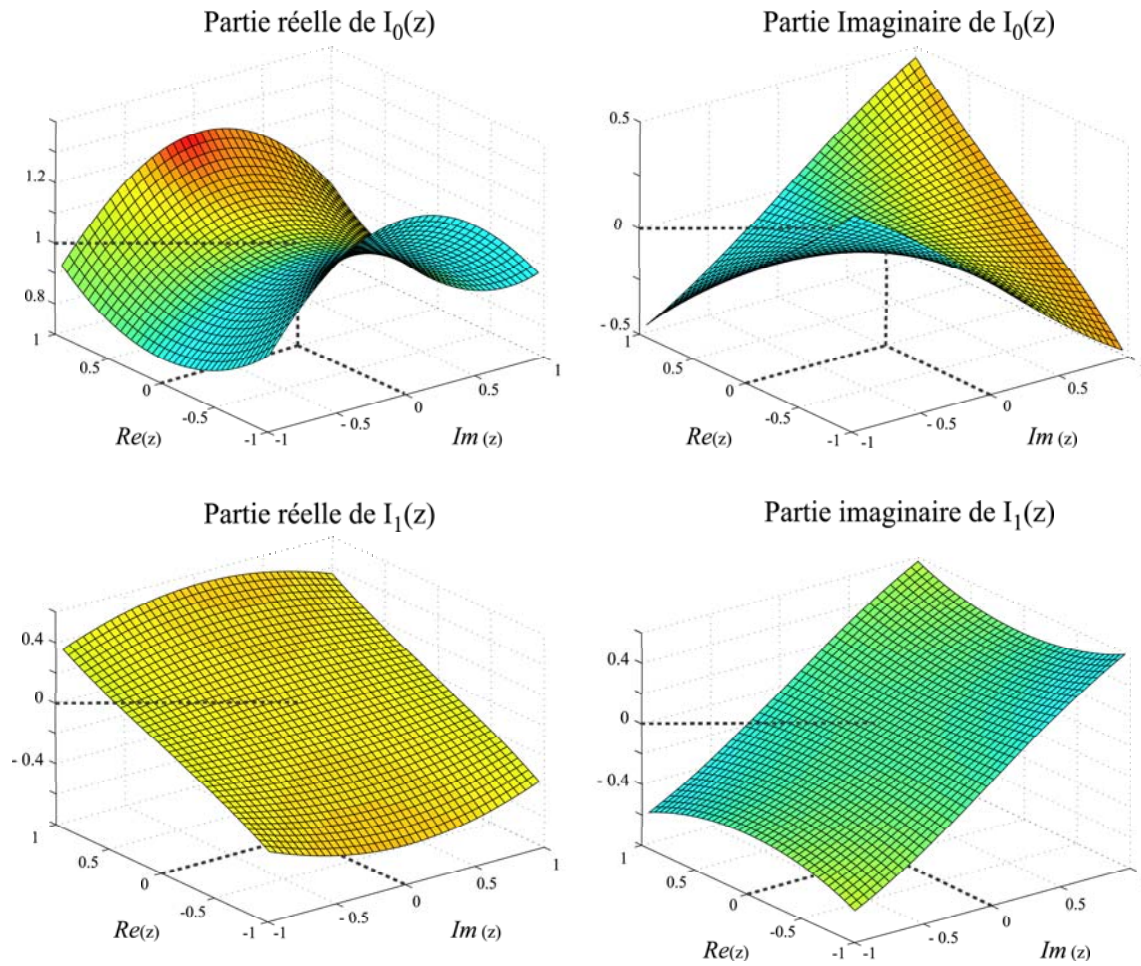


FIG. 4.3 – Comportement des fonctions de Bessel  $I_0(z)$  et  $I_1(z)$  pour des petits arguments ( $|z| \rightarrow 0$ ). Les parties imaginaires tendent vers 0 dans les deux cas. La partie réelle de  $I_1(z)$  tend vers 0 alors que celle de  $I_0(z)$  tend vers 1.

### 4.2.5 Ondes de torsion, de flexion, et d'extension

La propagation d'ondes sismiques suivant  $z$  dans un cylindre peut prendre des formes spécifiques liées à la géométrie et aux conditions aux limites du milieu. Ces modes particuliers peuvent être distingués en trois cas différents (figure 4.4) :

- Ondes d'extension : Le déplacement est radial et axial mais ne dépend pas de  $\theta$  ;
- Ondes de flexion : le déplacement est radial et axial ( $U_r$  et  $U_z$ ) et dépend de  $\theta$  ;
- Ondes de torsion : le déplacement est purement tangentiel ( $U_\theta$ ) ;

Selon le type d'excitation sismique utilisé, la propagation sismique peut adopter préférentiellement l'un de ces modes. L'onde de torsion sera générée en imposant une rotation en un point du cylindre, ce qui ne concerne pas le problème évoqué ici. Les ondes de flexion seront excitées par exemple sous l'effet d'une excitation horizontale ayant pour effet de "tordre" le cylindre. L'onde d'extension, qui ne modifie la géométrie axisymétrique, sera dominante dans le cas de l'excitation verticale qui nous concerne. Le cylindre étant fixé en deux endroits (voir par exemple figure 3.23) on peut tout de même se poser la question de l'existence d'ondes de flexion résiduelles.

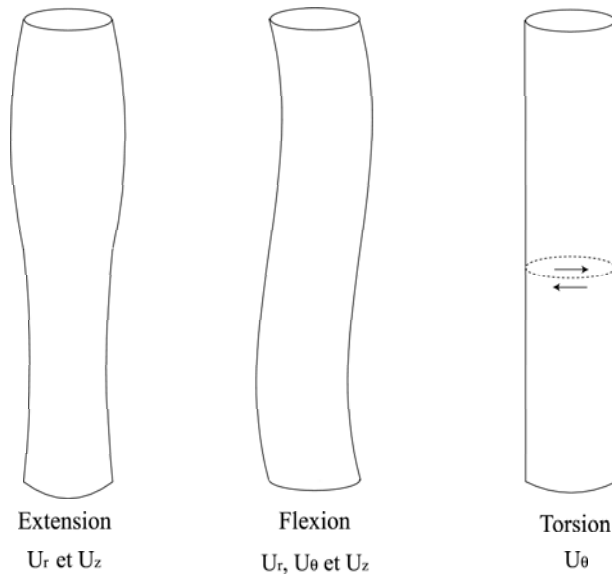


FIG. 4.4 – Modes de propagation sismique dans un cylindre. L'extension est dominante pour une excitation verticale, la flexion pour une excitation horizontale et la torsion nécessite d'imposer une rotation de la structure.



### 4.2.6 Vitesse de propagation des ondes d'extension et de flexion

Lors de la propagation d'une onde sismique dans un milieu comportant une surface libre, les ondes de volume ( $P$  et  $S$ ) interagissent aux conditions aux limites et donnent lieu à la formation d'ondes de surface (ondes de Rayleigh). Les ondes d'extension peuvent être considérées comme un cas particulier d'ondes de Rayleigh générées dans un cylindre à surface libre. Lorsque le rayon du cylindre devient grand, les modes d'extension redeviennent de simples ondes de Rayleigh. On comprend que le rayon du cylindre joue un rôle très important dans la caractérisation des ondes d'extension, mais également de flexion.

Si le rayon du cylindre joue un rôle très important, il doit par ailleurs être comparé aux longueurs d'onde. Le paramètre faisant généralement référence est le produit du nombre d'onde vertical  $k_z$  et le rayon du cylindre  $a$  (Achenbach, 1984). Ici, le rayon interne du tube de Plexiglass, est de 8 cm et nous verrons que les fréquences observées se situent de 200 à 2 kHz, soit  $0.07 \leq ka \leq 0.96 < 1$ .

#### Ondes d'extension

En considérant que la surface d'un cylindre élastique infini correspond à des conditions aux limites de surface libre, Achenbach (1984) calcule la relation de dispersion des ondes d'extension dans le cas où  $ka \ll 1$  :

$$V_{ext} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \left[ 1 - \frac{1}{4} \nu^2 (ka)^2 \right] \quad (4.13)$$

Où  $E$  est le module d'Young et  $\nu$  le coefficient de Poisson définis dans le milieu élastique de modules d'incompressibilité élastique  $K$  et de cisaillement  $G$  :

$$E = \frac{9 K G}{3K + G} \quad \text{et} \quad \nu = \frac{3K - 2G}{2(3K + G)} \quad (4.14)$$

Dans le cas où la longueur d'onde où  $ka \rightarrow 0$ , la vitesse des ondes d'extension ne dépend plus de la fréquence et tend vers la "vitesse de barre"  $\sqrt{E/\rho}$ .

#### Ondes de flexion

En incluant une dépendance par rapport à  $\theta$  dans les déplacements, on peut calculer de la même manière la vitesse de phase des ondes de flexion dans le cylindre élastique pour  $ka \ll 1$  :

$$V_{flex} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} (ka) \quad (4.15)$$

On voit que, lorsque  $ka \rightarrow 0$ ,  $V_{flex} \rightarrow 0$  donc la flexion n'existe pas. Les ondes de flexion seront donc très difficiles à observer dans les cylindres à petit rayon, sauf à très haute fréquence.

Cette première approche nous a permis d'introduire la forme des déplacements induits par la propagation sismique dans les cylindres élastiques. L'expression de la vitesse de propagation des ondes d'extension dans le cylindre élastique sera par la suite utilisée pour une estimation dans le cas du milieu poreux. Nous allons à présent appliquer la formulation des déplacements au cas du milieu poreux et en déduire les caractéristiques des champs sismo-électromagnétiques.

### 4.3 Propagation sismique dans le dispositif expérimental

Comme nous l'avons décrit au chapitre 1, la propagation d'ondes sismiques dans le milieu poreux saturé peut être décrite par les lois de Biot (1956a) et Pride (1994). Ainsi, l'actionnement de la source à air comprimé est susceptible de donner naissance à une famille d'ondes  $P$ -rapides ( $P_f$ ), lentes ( $P_s$ ),  $S$  et  $EM$ . Dans le cas de notre dispositif, on sait qu'il n'existe pas d'onde électromagnétique susceptible de donner lieu à une conversion électro-osmotique  $EM$ . Pour alléger nos expressions nous les négligerons. En revanche, si les ondes  $P_s$  sont difficiles à observer, elles peuvent jouer un rôle important dans l'amplitude des couplages (Pride et Garambois, 2002). Par conséquent que les ondes de volume susceptibles de se propager dans notre échantillon peuvent être de type  $P_f$ ,  $P_s$  ou  $S$ .

Nous avons évoqué le fait que la saturation dans la colonne est probablement partielle, ce qui joue sensiblement sur les vitesses d'ondes  $P$ . Il conviendra par conséquent de discuter de l'effet de la teneur en eau sur les vitesses et en particulier sur celle des ondes d'extension. Dans un premier temps, nous définirons les caractéristiques mécaniques et électriques du milieu pour en déduire une estimation des vitesses de phases des ondes  $P_f$ ,  $P_s$  et  $S$ . En utilisant les formes des déplacements calculés dans le milieu élastique, nous les définirons dans le milieu poreux pour en déduire les caractéristiques des champs sismo-électromagnétiques.

### 4.3.1 Vitesses de phase des ondes de volume

Comme nous l'avons discuté au chapitre 3, certaines caractéristiques du milieu poreux ont été mesurées *in-situ* (tableau 4.1). La porosité, la perméabilité, la conductivité du fluide et le coefficient de couplage électrocinétique utilisés ici correspondent donc à une représentation correcte de la réalité. Les densités  $\rho_s$  et  $\rho_f$ , la viscosité  $\eta$  et les modules  $K_f$  et  $K_s$  (tableau 4.2) ne sont pas mesurées directement sur le dispositif mais sont également fiables compte tenu de la nature parfaitement identifiée des matériaux. Le choix de la tortuosité et des modules d'incompressibilité et de cisaillement du squelette peuvent en revanche être discutés. Ceux-ci ont été choisis pour s'adapter au mieux aux mesures de vitesse dans le dispositif qui seront présentées au chapitre suivant. Toutefois, le rapport  $G_{fr}/K_{fr} = 0.9$  a été respecté (paragraphe 2.1.2) et les modules choisis sont tout à fait réalistes pour un sable légèrement compacté (cf tableau 2.2, chapitre 2).

$\phi$	$k_0$ ( $m^2$ )	$\sigma_f$ ( $S.m^{-1}$ )	$C_{ek}$ Guichet <i>et al.</i> (2003) ( $V.Pa^{-1}$ )
0,3	$5,8 \cdot 10^{-12}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$6545 \cdot 10^{-9}$

TAB. 4.1 – Caractéristiques mécaniques et électriques mesurées

$\alpha$	$\rho_f$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\rho_s$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\eta$ ( $Pa.s$ )	$K_s$ ( $GPa$ )	$K_f$ ( $GPa$ )	$K_{fr}$ ( $GPa$ )	$G_{fr}$ ( $GPa$ )
3	1000 (eau)	2650	0.001 (eau)	36	2.22 (eau)	1.3	1.4
	1.2 (air)		$0.018 \cdot 10^{-3}$ (air)		$1.5 \cdot 10^{-4}$ (air)		

TAB. 4.2 – Caractéristiques mécaniques et électriques supposées

Lorsque le milieu est complètement saturé, on se trouve dans le cas classique décrit par les lois de Biot. Les vitesses de phase des ondes  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S$  et  $EM$  peuvent être correctement calculées à l'aide des expressions 2.57, 2.58, 2.60 et 2.61, compilées à partir des caractéristiques des tableaux 4.1 et 4.2. Le résultat présenté en figure 4.5a montre que les ondes  $P_f$  et  $S$  sont très peu dispersives et se propagent à des vitesses respectives de l'ordre de 2073 m/s et 815 m/s. La fréquence de relaxation, caractérisée par la pulsation  $\omega_c$ , est de l'ordre de 2740 rad/s soit environ 17200 Hz et située au delà de la zone d'observation (200 Hz à 2kHz).

Nous avons vu que les interférences entre ondes de volumes sur la surface libre cylindrique peuvent générer des modes d'ondes très particuliers de type extension et éventuellement

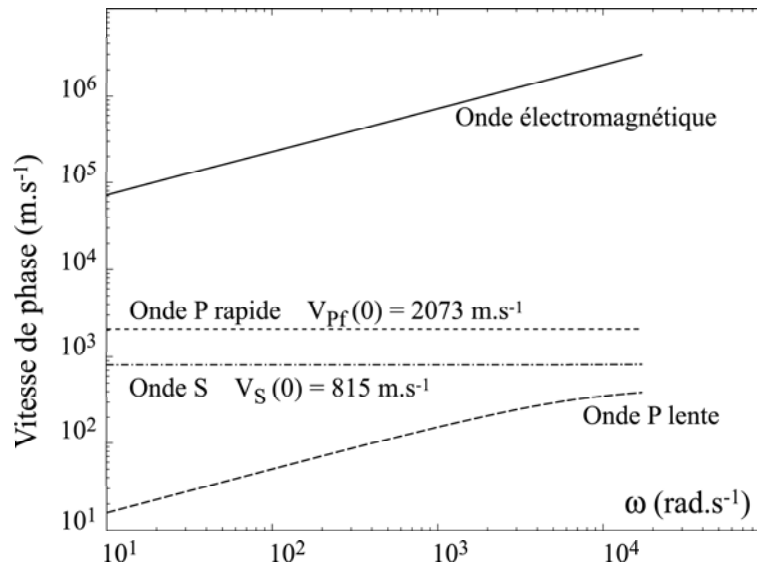


FIG. 4.5 – Vitesse de phase des ondes  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S$  et  $EM$  lorsque les pores sont remplis d'eau obtenues par compilation des expressions 2.57, 2.58, 2.60 et 2.61

flexion. Le calcul exact de la vitesse de phase des ondes d'extension nécessiterait d'écrire les déplacements, les contraintes et la pression dans le milieu poreux. En posant les conditions aux limites, nous pourrions obtenir numériquement la forme de la vitesse de phase des ondes d'extension et de flexion (Gardner, 1962). Par manque de temps, nous proposons de discuter ce résultat en considérant les travaux obtenus par Dunn (1986) et en discutant de l'influence du taux de saturation.

#### 4.3.2 Modes de propagation et vitesses apparentes dans le cylindre poreux

##### Vitesse des ondes d'extension et de flexion en milieu saturé (Dunn, 1986)

Les mesures de vitesses d'ondes  $P$  et  $S$  dans les sols sont fréquemment réalisées par la méthode du barreau résonnant. Ces mesures consistent à exciter un échantillon cylindrique à différentes fréquences et à repérer les modes résonnants pour en déduire les vitesses d'ondes d'extension et de flexion. Pour tenir compte des pertes d'énergies dues au fluide saturant telles qu'elles étaient décrites par Biot (1956a), Gardner (1962) propose une méthode de calcul pour l'estimation des vitesses de phase et de l'atténuation des ondes d'extension. En utilisant cette méthode Dunn (1986) trouve les courbes de dispersion des ondes d'extension

et de flexion pour un cylindre de grès Navajo.

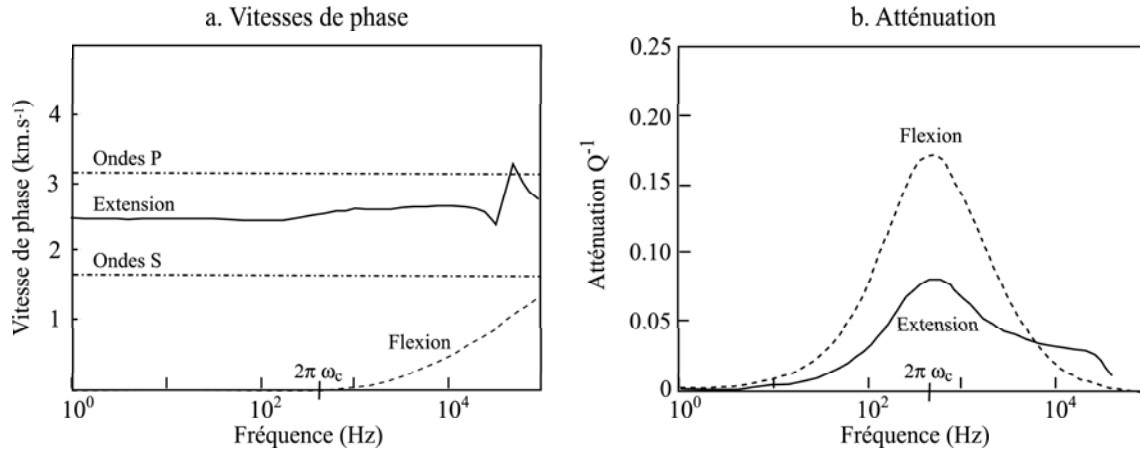


FIG. 4.6 – Vitesses de phase et d'atténuation dans un échantillon cylindrique de grès Navajo de 1,9 cm de diamètre, d'après Dunn (1986)

Les résultats de cet auteur, présentés en figure 4.6 sont en accord avec les résultats de Achenbach (1984) pour le milieu élastique. La vitesse de phase des ondes d'extension est peu dispersive et est de l'ordre de 1.5 fois la vitesse des ondes  $S$ . La vitesse des ondes de flexion est nulle pour les basses fréquences et très dispersive à haute fréquence. Ce résultat est conforme au cas élastique évoqué au paragraphe 4.2.6 et confirme le fait que les ondes de flexion n'existent qu'au delà de la fréquence de relaxation  $2\pi\omega_c$ . Il est difficile de comparer ces résultats obtenus sur un échantillon consolidé (grès) avec le cas précis qui nous intéresse. Toutefois, on peut comparer les valeurs des fréquences de relaxations dans le cas du grès Navajo (588 rad/s soit 3700 Hz) et dans le cas de notre échantillon de sable (2737 rad/s soit 17200 Hz). En supposant que le comportement des vitesses donné pour le grès Navajo peut être directement appliqué au sable de Fontainebleau, on peut en déduire que la flexion ne pourra pas être observée dans notre échantillon. Nous supposons donc par la suite que seuls les modes d'extension doivent être pris en compte.

### Milieu partiellement saturé : colonne de sable de Fontainebleau

Le modèle numérique obtenu par Dunn (1986) suppose que le milieu est complètement saturé puisqu'il utilise la loi de Biot (1956a). Dans le cas d'un échantillon saturé par imbibition, Cadoret *et al.* (1995) montrent que le taux de saturation ne peut pas excéder une valeur

caractéristique des propriétés pétrophysiques de l'échantillon. Dans le cas des échantillons étudiés par ces auteurs, ce taux de saturation est de l'ordre de 60 à 80%. Nous verrons que la comparaison des vitesses sismiques mesurées en milieu sec et saturé sur notre dispositif confirme que la saturation n'est pas complète. On a vu au paragraphe 2.3 que la saturation partielle a une influence considérable sur la vitesse des ondes  $P$ . Les ondes d'extension étant issues d'interférences entre des ondes  $P$  et des ondes  $S$ , cette saturation partielle doit également affecter la vitesse des ondes d'extension.

Afin de discuter de l'influence de la saturation partielle sur les vitesses d'ondes  $P_f$ ,  $S$  et d'extension, la méthode la plus simple consiste à introduire une loi de mélange pour le module d'incompressibilité  $K_f$  et la densité  $\rho_f$  du fluide :

$$K_f(S_w) = \left[ \frac{S_w}{K_{eau}} + \frac{1 - S_w}{K_{air}} \right]^{-1} \quad (4.16)$$

$$\rho_f(S_w) = S_w \rho_{eau} + (1 - S_w) \rho_{air} \quad (4.17)$$

Les vitesses d'ondes  $P_f$ ,  $S$  présentées en figure 4.7a sont calculées à partir des expressions 2.57 et 2.60. La vitesse des ondes d'extension est estimée à partir de l'expression 4.2.6 en remplaçant le module d'incompressibilité élastique  $K$  par le module de Gassmann  $K_G$  dans l'expression du module d'Young (équation 4.14). Le module de Gassmann, qui représente le module d'incompressibilité total du milieu, dépend du taux de saturation (figure 4.2.6b). Finalement, la vitesse des ondes d'extension en milieu partiellement saturé peut être approchée par l'expression :

$$V_{ext}(S_w) = \sqrt{\frac{9 K_G(S_w) G_{fr}}{\rho(S_w) [3 K_G(S_w) + G_{fr}]}} \quad (4.18)$$

Ce modèle des vitesses en milieu partiellement saturé nous permet de montrer que la vitesse des ondes  $P_f$  n'augmente sensiblement que pour des taux de saturation très élevés. La vitesse des ondes  $S$  ne varie que très peu avec une légère tendance à la diminution. La vitesse des ondes d'extension adopte un comportement intermédiaire avec augmentation légère mais rapide sur les derniers pourcents de la mise à saturation. Lorsque l'échantillon est complètement saturé, on retrouve un résultat similaire aux travaux de Dunn (1986) avec un rapport d'environ 1.6 entre la vitesse des ondes d'extension et la vitesse des ondes  $S$ . En pratique, les mesures de laboratoire montrent que l'augmentation des vitesses d'ondes  $P_f$

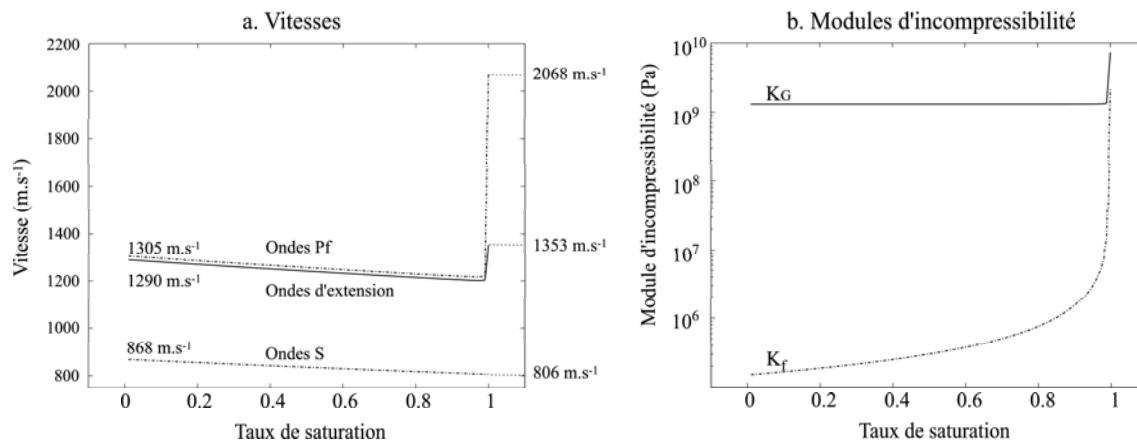


FIG. 4.7 – Comparaison des vitesses d'ondes  $P_f$ ,  $S$  et d'extension en fonction du taux de saturation de l'échantillon

est valable surtout dans le cas où l'échantillon est en cours d'imbibition (Knight et Nolen-Hoeksema (1990)). De plus, ces données montrent que cette augmentation peut survenir à des taux de saturation plus faibles de l'ordre de 80%.

Ce modèle montre que, tant que l'échantillon n'est pas complètement saturé, la vitesse des ondes  $P_f$  est très proche de celle des ondes d'extension. Par conséquent, si l'échantillon n'est pas complètement saturé, ce qui est vraisemblablement le cas pour nous, il sera très difficile de différencier les ondes  $P_f$  des ondes d'extension.

### 4.3.3 Déplacements

En appliquant directement les développements de Pride et Haartsen (1996) dans le système PSVTM, Hu et Wang (2000) proposent une méthode de calcul de la vitesse de phase de l'onde de Stoneley et des champs sismo-électromagnétiques associés. Ici, la géométrie est différente puisque nous sommes dans le cas complémentaire de la formation encaissante du puits de forage et qu'il n'existe pas d'interface fluide/roche. Toutefois, nous adopterons une démarche similaire en écrivant le déplacement total dû à l'extension et en calculant l'expression analytique des champs sismo-électromagnétiques.

On considère une source sismique agissant verticalement dans l'axe  $Oz$  du cylindre. Les déplacements supposés interagir pour générer des ondes de surface correspondent à la somme des déplacements associés aux ondes  $P_f$ ,  $P_s$  et  $S$ . Les déplacements dus aux ondes de volume aux ondes d'extension  $\mathbf{u}$  peuvent s'écrire sous forme de fonctions potentielles :

$$\mathbf{u} = A_{P_f} \nabla \Phi_{P_f} + A_{P_s} \nabla \Phi_{P_s} + A_S \nabla \times (\Gamma_S \mathbf{i}_\theta) \quad (4.19)$$

Où  $\Phi_{P_f}$  est la fonction potentielle associée aux ondes  $P$ -rapides de lenteur  $s_{P_f}$  et  $\Phi_{P_s}$  aux ondes  $P$ -lentes de lenteur  $s_{P_s}$ .  $\Gamma_S$  est associée aux ondes de cisaillement  $S$  de lenteur  $s_S$ . Le cylindre étudié ici contient l'axe  $Oz$  et tous les points étudiés sont situés dans la zone des  $r \leq a$ . Comme on l'a vu dans le cas élastique, les potentiels s'écrivent à l'aide des fonctions de Bessel modifiées de première espèce d'ordre 0 et 1 :

$$\begin{cases} \Phi_{P_f} = I_0(\eta_{P_f} r) e^{ikz} & \text{et} & \Phi_{P_s} = I_0(\eta_{P_s} r) e^{ikz} \\ \Gamma_S = I_1(\eta_S r) e^{ikz} \end{cases} \quad (4.20)$$

où les  $\eta_j$  ( $j=P_f, P_s$  ou  $S$ ) sont reliés aux nombres d'ondes sur  $r$  ( $q_j$ ) et au nombre d'onde suivant  $z$  ( $k_z$ ) par la relation :

$$\eta_j = i q_j = \sqrt{k^2 - l_j^2} \quad \text{où} \quad l_j = \omega s_j \quad (4.21)$$

Où les  $s_j$  sont les vitesses de phase peuvent être calculées à partir des expressions 2.57, 2.58, et 2.60. On notera que ces expressions des déplacements font abstraction du facteur  $e^{-i\omega t}$ . En injectant les expressions des potentiels dans les relations 4.19, on obtient les expressions des déplacements dus à l'extension :

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} A_{P_f} \eta_{P_f} I_1(\eta_{P_f}) e^{ikz} + A_{P_s} \eta_{P_s} I_1(\eta_{P_s}) e^{ikz} - i k A_S I_1(\eta_S) e^{ikz} \\ 0 \\ i k A_{P_f} I_0(\eta_{P_f}) e^{ikz} + i k A_{P_s} I_0(\eta_{P_s}) e^{ikz} + A_S \eta_S I_0(\eta_S) e^{ikz} \end{bmatrix}_{(r, \theta, z)} \quad (4.22)$$

Conformément à ce qui était attendu, les champs d'ondes considérés ne génèrent pas de déplacement sur  $\theta$ . Par ailleurs, l'absence de dépendance en  $\theta$  des composantes radiales et axiales montre que la symétrie axiale est conservée lors de la propagation des ondes. On remarquera le déphasage de  $\pi/2$  entre les composantes radiale et axiale des déplacements ainsi qu'entre ondes  $P$  et ondes  $S$ .



#### 4.3.4 Mouvements relatifs pores/fluide

Le passage des déplacements aux mouvements relatifs pore/fluide est obtenu par l'application de coefficients de proportionnalité  $\alpha_j$  propres à chaque mode de propagation et donnés par Pride et Haartsen (1996). On notera que  $\alpha_{P_f}$  ne dépend pas de la fréquence, contrairement à  $\alpha_{P_s}$  et  $\alpha_S$ . On écrit par exemple pour l'extension :

$$\mathbf{w}_{ext} = \alpha_{P_f} A_{P_f} \nabla \Phi_{P_f} + \alpha_{P_s} A_{P_s} \nabla \Phi_{P_s} + \alpha_S A_S \nabla \times (\Gamma_s \mathbf{i}_\theta) \quad (4.23)$$

où

$$\alpha_j = \begin{cases} -\frac{H s_j^2 - \rho}{C s_j^2 - \rho_f} & \text{pour } j = P_f \text{ ou } P_s \\ \frac{G}{\rho_f} \left( s_j^2 - \frac{\rho}{G} \right) & \text{pour } j = S \end{cases} \quad (4.24)$$

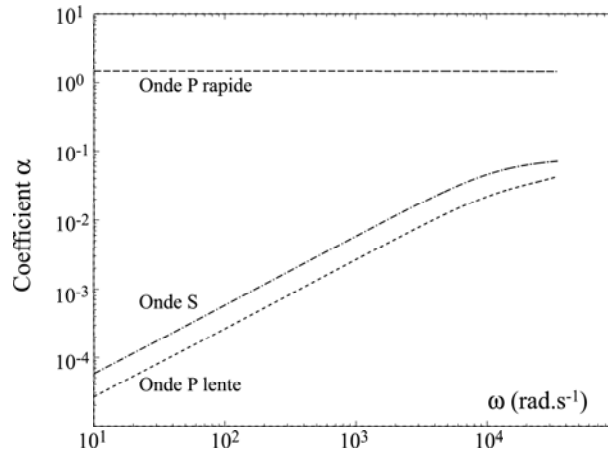


FIG. 4.8 – Coefficients de couplage  $\alpha_j$  entre déplacement et mouvement relatif pores/fluide

Ce qui donne finalement :

$$\mathbf{w}_{ext} = \begin{bmatrix} \alpha_{P_f} A_{P_f} \eta_{P_f} I_1(\eta_{P_f}) e^{ikz} + \alpha_{P_s} A_{P_s} \eta_{P_s} I_1(\eta_{P_s}) e^{ikz} - ik \alpha_S A_S I_1(\eta_S) e^{ikz} \\ 0 \\ ik \alpha_{P_f} A_{P_f} I_0(\eta_{P_f}) e^{ikz} + ik \alpha_{P_s} A_{P_s} I_0(\eta_{P_s}) e^{ikz} + \alpha_S A_S \eta_S I_0(\eta_S) e^{ikz} \end{bmatrix}_{(r, \theta, z)} \quad (4.25)$$

## 4.4 Champs sismo-électromagnétiques

L'intérêt principal du calcul de ces expressions est d'aboutir à la formulation complète des champs sismo-électriques et sismo-magnétiques générés en tout point du dispositif. Comme pour le calcul du mouvement relatif pore/fluide, le champ sismo-électrique est obtenu grâce à des coefficients de proportionnalité caractéristiques de chaque mode de propagation. Le champ sismo-magnétique est ensuite déduit par calcul du rotationnel.

### 4.4.1 Champ sismo-électrique

D'après Hu et Wang (2000), le champ sismo-électrique peut s'écrire :

$$\mathbf{E}_{ext} = \beta_{P_f} A_{P_f} \nabla \Phi_{P_f} + \beta_{P_s} A_{P_s} \nabla \Phi_{P_s} + \beta_s A_s \nabla \times (\Gamma_s \mathbf{i}_\theta) \quad (4.26)$$

Où les coefficients  $\beta_j$  sont donnés par Pride et Haartsen (1996) et représentés en figure 4.9 :

$$\beta_j = \begin{cases} \frac{i\omega L \tilde{\rho}}{\epsilon} \left( \frac{H s_j^2 - \rho}{C s_j^2 - \rho_f} \right) & \text{pour } j = P_f \text{ ou } P_s \\ -i\omega \mu \tilde{\rho} L \frac{G}{\rho_f} \left( \frac{s_j^2 - \frac{\rho}{G}}{s_j^2 - \mu \tilde{\epsilon}} \right) & \text{pour } j = s \text{ ou } em \end{cases} \quad (4.27)$$

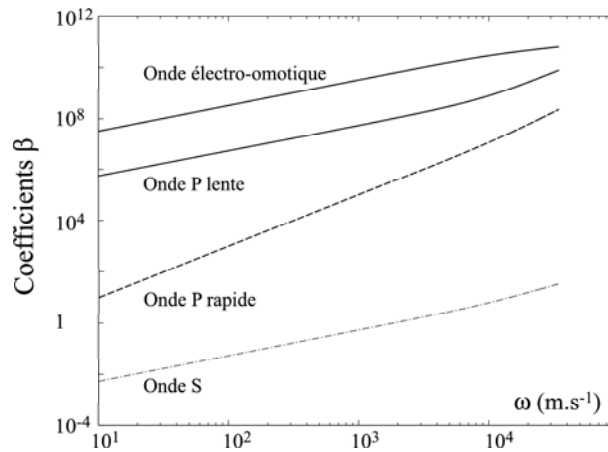


FIG. 4.9 – Coefficients de couplage  $\beta_j$  entre mouvement relatif pores/fluide et champ sismo-électrique

Ce qui nous donne pour les ondes d'extension :

$$\mathbf{E}_{ext} = \begin{bmatrix} \beta_{P_f} A_{P_f} \eta_{P_f} I_1(\eta_{P_f}) e^{ikz} + \beta_{P_s} A_{P_s} \eta_{P_s} I_1(\eta_{P_s}) e^{ikz} - ik\beta_S A_s I_1(\eta_S) e^{ikz} \\ 0 \\ ik\beta_{P_f} A_{P_f} I_0(\eta_{P_f}) e^{ikz} + ik\beta_{P_s} A_{P_s} I_0(\eta_{P_s}) e^{ikz} + \beta_S A_s \eta_S I_0(\eta_S) e^{ikz} \end{bmatrix}_{(r, \theta, z)} \quad (4.28)$$

Ce résultat nous montre que le champ sismo-électrique est mesurable sur les composantes verticales ( $E_z$ ) et radiale ( $E_r$ ). On notera que, dans le cas où les électrodes seraient placées au centre de la colonne ( $r = 0$ ), la composante radiales du champ sismo-électrique est nulle puisque  $I_1(0)=0$ .

#### 4.4.2 Champ sismo-magnétique

On peut finalement calculer l'expression du champ magnétique en appliquant le rotationnel du champ électrique :

$$\mathbf{H} = -\frac{i}{\omega\mu} (\nabla \times \mathbf{E}) \quad (4.29)$$

Ce qui donne, pour les ondes d'extension :

$$\mathbf{H}_{ext} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{i\omega\mu} l_S^2 A_s \beta_s I_1(\eta_S) e^{ikz} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

On notera que le passage par le calcul du rotationnel élimine l'influence des modes de propagation purement divergents (ondes P). Par ailleurs, la géométrie purement axisymétrique de  $E$  et donc son indépendance par rapport à  $\theta$  rend le champ magnétique purement tangentiel. Par ce calcul, on retrouve une expression du champ magnétique conforme au système PSVTM.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché à identifier les modes de propagation susceptibles d'être produits par une excitation axiale centrée à l'extrémité d'un cylindre poreux. Nous avons montré que, dans un cylindre, les interférences entre les ondes  $P$  et  $S$  peuvent donner naissance à des modes très particuliers. Dans le cas qui nous intéresse, les longueurs d'ondes sont grandes devant les dimensions du cylindre, en particulier devant son rayon. Dans ce cas, le seul mode susceptible d'être observé est l'extension. Ce mode de propagation fait intervenir des déplacements radiaux et verticaux tout en préservant une géométrie axisymétrique.

En supposant un module d'incompressibilité du squelette  $K_{fr}$  de 1.3 et un module de cisaillement  $G_{fr}$  de 1.3, on peut calculer la vitesse des ondes  $P$  et  $S$ . Dans le cas où le sable de Fontainebleau serait complètement saturé, on pourrait s'attendre à des vitesses de l'ordre de 2000 m/s pour les ondes  $P_f$  et de 800 m/s pour les ondes  $S$ . Dans le cas où le sable ne serait que partiellement saturé et utilisant une simple loi de mélange, on peut estimer la vitesse des ondes  $P$  et  $S$  à 1300 et 870 m/s.

Etant donné que les modes d'extension sont intimement liés aux ondes de compression, leur vitesse de propagation dépend de la quantité d'eau présente dans l'échantillon. Nous avons montré que, lorsque la saturation n'est pas complète, la vitesse des ondes d'extension est très proche de celle des ondes  $P$ , au point qu'il semble *a priori* difficile de pouvoir les distinguer sur la courte distance d'observation de notre échantillon.

Par ailleurs, nous avons déterminé les expressions analytiques des champs sismo-électromagnétiques dans un cylindre poreux. Le champ sismo-électrique trouve son origine dans les ondes  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S$  ou d'extension. Il pourra être mesuré sur les composantes radiales et axiales et ne présente pas de dépendance en  $\theta$  puisqu'il est à géométrie axisymétrique (cf figure 4.10). Les premières arrivées du champ sismo-électrique sont associées aux ondes  $P$  ou à l'extension et devraient correspondre à des vitesses de l'ordre de 1300 m/s. On notera que dans le cas particulier où le champ sismo-électrique est mesuré au centre de la colonne ( $r = 0$ ), la composante radiale est nulle. Le calcul du champ sismo-magnétique donne une orientation purement tangentielle, comme prévu par le système PSVTM. Il est également à géométrie axisymétrique. Le champ magnétique pourra trouver son origine dans les ondes d'extension qui comportent une partie cisailante et sera dans ce cas observé avec une vitesse apparente de 1300 m/s. Il pourra également être converti à partir des ondes  $S$  et aura dans ce cas une vitesse apparente de l'ordre de 800 à 900 m/s.

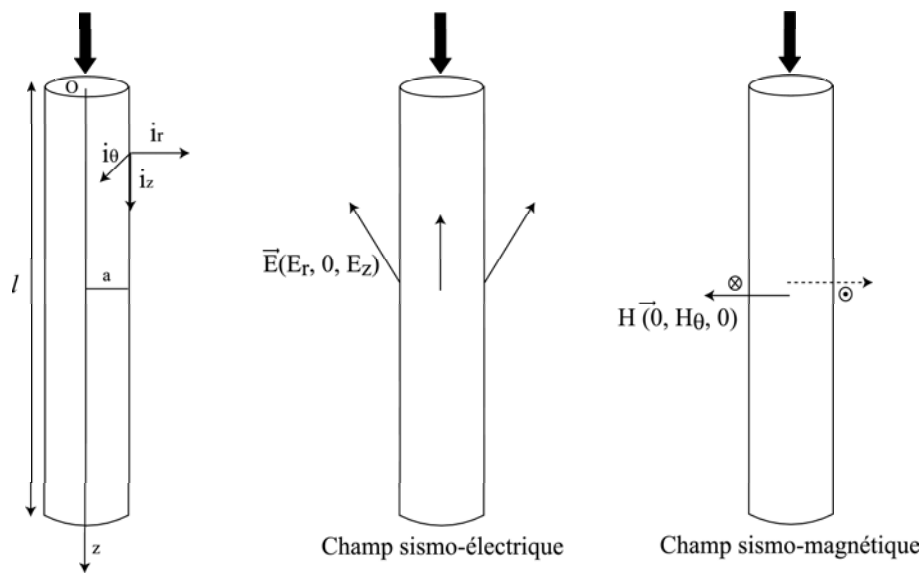


FIG. 4.10 – Orientation des champs sismo-électromagnétiques convertis à partir des ondes d’extension dans un cylindre poreux : la géométrie cylindrique est conservée

## Chapitre 5

# Couplages sismo-électromagnétiques dans un cylindre poreux : Résultats expérimentaux

### 5.1 Introduction

La réalisation d'une étude de laboratoire nous a permis d'aborder le problème des conversions sismo-électromagnétiques dans un milieu très bien contraint. En utilisant les arguments apportés par l'étude théorique, nous allons dans ce chapitre présenter nos résultats expérimentaux et tenter de donner des éléments d'interprétation possibles. Dans un premier temps, il convient de vérifier l'inexistence des réponses électriques et magnétiques dans le milieu sec. Cette vérification nous apportera le meilleur argument possible pour affirmer l'origine électrocinétique des signaux mesurés sur sable humide. Nous verrons alors que l'étude des vitesses apparentes des champs d'ondes semble confirmer l'hypothèse d'un champ magnétique couplé exclusivement aux composantes rotationnelles de la propagation sismique (ondes S). Cette propriété, prévue par la théorie de Pride (1994) n'avait encore à ce jour jamais pu être vérifiée expérimentalement.

Au delà de la comparaison entre milieu sec et milieu humide, les données sismo-électriques et sismo-magnétiques sont riches d'observations inédites. Le dispositif utilisé nous a donné la possibilité de vérifier des hypothèses formulées sur le terrain mais qui n'ont jamais bénéficié d'une vérification expérimentale. Par exemple la réversibilité du signe des couplages

de part et d'autre de la source, la géométrie d'acquisition ou la pertinence de l'utilisation des tiges d'inox comme électrodes de terrain.

La théorie des couplages sismo-électromagnétiques prévoit, dans l'approximation basse fréquence, l'existence d'une relation de proportionnalité entre champ électrique et accélération d'une part, et entre champ magnétique et vitesse d'autre part. En première approche, l'accès à des données sismiques, électriques et magnétiques sur un même dispositif nous permettra de calculer les rapports d'amplitude entre champ d'ondes sismique et électromagnétique. Ces rapports seront calculés pour différentes expériences : milieu homogène, milieu comportant une couche d'argile, électrodes en argent ou électrodes non polarisables.

On notera que la visualisation des signaux sera proposée avec ou sans normalisation trace par trace, selon le phénomène que nous souhaitons mettre en valeur. Cette normalisation consiste à appliquer graphiquement un gain différent pour chaque trace, afin de bien visualiser la forme d'onde malgré les différences d'amplitudes qui peuvent exister. L'amplitude réelle de la trace ou de l'événement considéré fera l'objet d'une représentation indépendante. En ce qui concerne l'acquisition des mesures sismo-électriques, on s'attachera à faire une comparaison relative des signaux. On notera que la résistance interne du Stratavisior est inférieure à celle de la colonne de sable imbibé, ce qui a pour effet de diminuer l'amplitude absolue du champ électrique (Ishido et Mizutani, 1981; Morgan *et al.*, 1989; Jouniaux et Pozzi, 1995b; Tosha *et al.*, 2003). L'étude proposée concernera donc l'amplitude relative du champ électrique dont le calcul de l'amplitude absolue nécessitera l'application d'un facteur multiplicatif qui reste à ce jour à déterminer.

## 5.2 Comparaison des enregistrements avec/sans fluide en milieu homogène

La robustesse de notre dispositif expérimental réside dans la possibilité de vérifier l'origine électrocinétique des phénomènes enregistrés. Cette vérification est rendue possible par la comparaison de la réponse du milieu en l'absence et en présence d'eau. Elle est particulièrement importante dans le cas du champ magnétique qui peut être perturbé par de nombreux artefacts comme la vibration des capteurs. Dans l'article intitulé "Laboratory measurements of seismo-magnetic conversions in fluid sand", accepté par *Geophysical Research Letters*, nous montrons que les champs électriques et magnétiques mesurés n'existent

qu'à la condition que le milieu soit humidifié.

L'interprétation précise des champs en terme d'orientation et d'amplitude pose par ailleurs quelques difficultés. En basant notre argumentation sur les attentes théoriques formulées au chapitre 3, nous donnerons des éléments de réponse sur l'amplitude des champs magnétiques qu'il est possible de mesurer sur un tel dispositif. Par extension, nous discuterons de la possibilité de réaliser ce type d'expériences en dehors d'un laboratoire à bas bruit.



# Laboratory measurements of seismo-magnetic conversions in fluid-filled sand

**Clarisse Bordes**, LGIT Université Joseph Fourier, Grenoble (France)

**Laurence Jouniaux**, EOST Université Louis Pasteur, Strasbourg (France)

**Michel Dietrich**, LGIT Université Joseph Fourier, Grenoble (France)

**Jean-Pierre Pozzi**, Ecole Normale Supérieure, Paris (France)

**Stéphane Garambois**, LIRIGM Université Joseph Fourier, Grenoble (France)

## Abstract

Seismic wave propagation in fluid-filled porous materials induces electromagnetic effects due to small relative pore-fluid motions. In order to detect the seismo-magnetic couplings theoretically predicted by Pride (Phys. Rev. B, 50 :15678-15695, 1994), we have designed a small-scale experiment in a low-noise underground laboratory which presents exceptional electromagnetic shielding conditions. Our experiment included accelerometers, electric dipoles and induction magnetometers to characterize the seismo-electromagnetic propagation phenomena. To assess the electrokinetic origin of the measured electric and magnetic fields, we compared records obtained in dry and fluid-filled sand. Extra care has been taken to ensure the mechanical decoupling between the sand column and the magnetometers to avoid spurious vibrations of the magnetometers and misinterpretations of the recorded signals. Our results show that seismo-electric and seismo-magnetic signals are associated with different wave propagation modes, thus emphasizing the electrokinetic origin of these effects.

## 5.2.1 Introduction

Observations of transient electromagnetic phenomena accompanying the seismic wave propagation in fluid filled porous media date back at least to the work of Ivanov (1940). Frenkel (1944) gave the first quantitative explanations of these phenomena in term of electrokinetic effects at the pore scale until Pride (1994) developed a complete theory which prompted further studies.

Early and pioneering work by Martner et Sparks (1959) and Thompson et Gist (1993) and more recent studies by Takeuchi *et al.* (1997), Mikhailov *et al.* (2000), and Garambois et Dietrich (2001) have concentrated on field measurements. Laboratory measurements were

notably performed by Zhu *et al.* (2000), and Zhu et Toksöz (2005) whereas numerical simulations were performed by Haartsen et Pride (1997), Garambois et Dietrich (2002) and White (2005).

Two kinds of seismo-electromagnetic effects are to be distinguished. The dominant contribution we are addressing in this paper corresponds to electrical and magnetic coseismic fields accompanying the body and surface waves. The second kind is generated at physico-chemical properties contrasts and consists of independantly propagating electromagnetic waves.

Seismo-electromagnetic studies have generally concentrated on the measurements of electrical fields as they require only a simple instrumentation. The investigation of seismo-magnetic fields has received much less attention mainly because of the high level of electromagnetic noise affecting the magnetic measurements. In order to minimize these disturbances, we have designed a laboratory experiment within the ultra-shielded chamber of the LSBB low-noise laboratory located in Rustrel, southern France.

This paper describes the experimental apparatus as well as the first results (seismic, electric and magnetic responses) measured in homogeneous Fontainebleau sand. We show that seismo-magnetic conversions are weak but nevertheless measurable. Moreover, the different apparent velocities characterizing the seismo-electric and seismo-magnetic events emphasize that they are associated to different propagation modes.

### 5.2.2 Experimental apparatus

The LSBB facilities were originally an underground launching center for the ground-based component of the French strategic nuclear defense. A characterization of the electromagnetic shielding, performed by Gaffet *et al.* (2003), using a SQUID magnetometer showed that the noise level is below  $2 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  above 10 Hz.

Our experimental apparatus was located within the shielded chamber and consisted of a porous sample, a seismic source and sensors. The whole experiment including the triggering of the mechanical source and the data acquisition was remotely controlled from outside the chamber to suppress electromagnetic perturbations from the instruments. All measurements were performed with a 24 bit seismic recorder (Geometrics StrataVisor NZ) using a  $21 \mu\text{s}$  time sampling rate.

### Seismo-electric and seismo-magnetic measurements.

Our experiments were performed with two 1 m high and 8 cm diameter vertical Plexiglas columns filled with Fontainebleau sand (figure 5.1). This sand contains 99 % of silica with grain size smaller than  $300\ \mu\text{m}$ . The measured permeability of the sand is  $5.8 \cdot 10^{-12}\ \text{m}^2$  and its bulk density  $1.7727 \cdot 10^3\ \text{kg/m}^3$ , its electrical resistivity is  $22\ \text{k}\Omega\cdot\text{m}$ , and the water conductivity is  $3.1\ \text{mS/m}$  with a pH of 6.55 at  $20.5\ ^\circ\text{C}$ . The sand was compacted by vibrating the column during filling in order to minimize the pore space and high frequency seismic wave attenuation. The seismic velocities in the partially saturated sand can be estimated by considering reasonable values of the bulk frame modulus ( $1.3 \cdot 10^9\ \text{Pa}$ ) and shear frame modulus ( $1.4 \cdot 10^9\ \text{Pa}$ ). By using these values in relations given by Pride et Haartsen (1996) the computed  $P$  and  $S$  wave velocities are respectively equal to 1300 and 870 m/s.

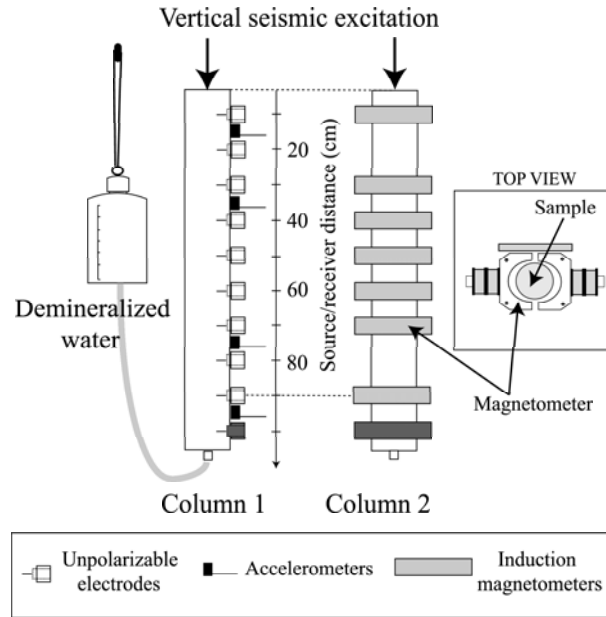


FIG. 5.1 – Experimental apparatus for seismo-electric and seismo-magnetic measurements : the column on the left is equipped with 10 unpolarizable electrodes and 4 accelerometers ; the column on the right is used for seismo-magnetic measurements only. Magnetometers are fixed on an independent stand to avoid the transmission of disturbing vibrations.

The first column was equipped with ten unpolarizable electrodes (silver rods and porous ceramics) spaced 10 cm apart along the column generatrix. These electrodes were previously used for streaming potential measurements and are described in Guichet *et al.* (2003). We

chose to use a common reference electrode at the bottom end of the column. Electrical measurements (mV) are normalized by the dipole spacing to provide equivalent electrical field (mV/m). This column was also equipped with four accelerometers fixed on the outer Plexyglas surface.

The second column was especially used for the seismo-magnetic measurements which are much more sensitive to external perturbations. Even if it is reduced within the capsule, we have to take into account the constant magnetic field. Indeed, the motions of the magnetometers may generate induction effects resembling coseismic effects and masking the seismo-magnetic signals of interest. We designed a suspension system for the seismic source on the capsule ceiling to avoid the transmission of mechanical vibrations to the magnetometers. Moreover, the magnetometers were fixed on a separate stand, and were isolated from ground vibrations by a soundproofing material. However, test accelerometers fixed on the magnetometers showed that residual vibrations arrive 5 ms after the seismic impacts. These disturbances appear later than the seismic and seismo-electromagnetic signals but are nevertheless in the time window considered (-1 ms to 10 ms).

The upper magnetometer can be moved into seven locations which exactly correspond to the electrode positions in term of source-receiver spacing (figure 5.1). The two missing locations correspond to the column fastening. The lower magnetometer is used as a common reference similarly to the electrical measurements, in order to cancel synchronous disturbances such as accelerometer radiation.

The theory of Pride (1994) stipulates that in a homogeneous infinite fluid-saturated porous medium, the coseismic seismo-electric fields are traveling with longitudinal  $P$ -waves whereas seismo-magnetic signals are associated with transverse  $S$ -waves. For porous cylinders, we have to consider global and local deformations and their propagation in the structure. The maximum displacements due to a vertical seismic excitation are associated with extensional modes. In the elastic case, the extensional wave velocity is derived from Young's modulus  $E$  and total density  $\rho$  ( $V_{ext} = \sqrt{E/\rho} = 1300$  m/s) and is close to the  $P$ -wave velocity. Thus, waves propagating at a velocity of 1300 m/s will be associated with  $P$  and extensional modes whereas waves traveling at approximately 870 m/s will be associated with  $S$  waves. We used an induction magnetometer whose sensitivity on the radial and tangent components is quite constant in the 100 Hz to 2 kHz range.

### EM noise free pneumatic seismic source

Piezoelectric seismic sources are often used for seismo-electric laboratory measurements (Ageeva *et al.*, 1999; Zhu *et al.*, 2000). These sources, however, are not well suited for seismo-magnetic measurements because of their intrinsic electromagnetic radiation. In order to minimize the magnetic perturbations generated by the seismic excitation, we built a pneumatic system (figure 5.2) capable of generating a large number of impacts within a few minutes. This feature allows us to improve our data by stacking successive recordings.

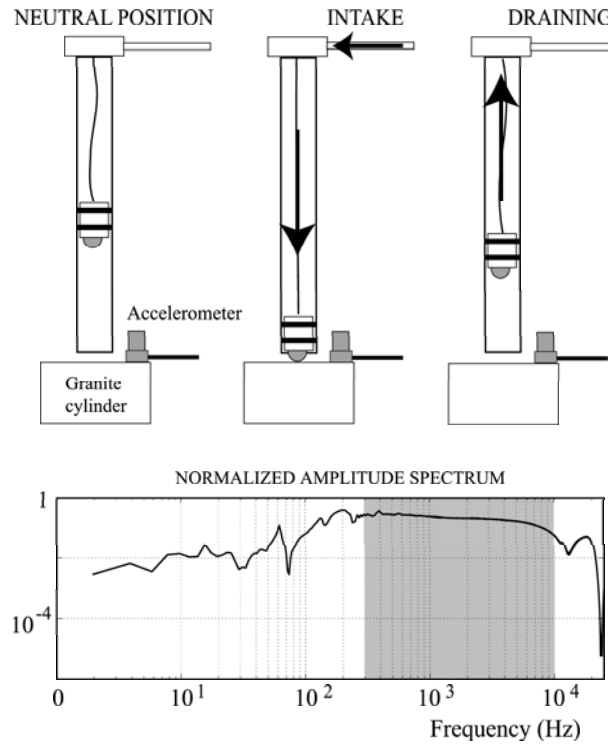


FIG. 5.2 – Pneumatic seismic source designed for the seismo-electromagnetic laboratory experiments : a rubis ball (6 mm) is projected with compressed air until it hits a granite cylinder resting on the top part of the sand column. The source time function of the mechanical excitation is measured with a piezo accelerometer on the granite plate intended to record the source time function.

An accelerometer placed on the granite cylinder records the source time function. The latter is rather impulsive and has a broad-band spectrum ranging from 100 Hz to 10 kHz. To compare the records obtained from different shots, the signals are all normalized with respect to a reference excitation of  $1000 \text{ m/s}^2$  ( $\simeq 100 \text{ g}$ ).

### 5.2.3 Results

Since our objective is to demonstrate the existence of seismo-electromagnetic fields due to fluid-grain interactions, we compared the electric, magnetic and seismic responses measured in dry and fluid-filled homogeneous sand. The signals presented in figure 5.3 were obtained by stacking 10 accelerometric, 10 seismo-electric, and 100 seismo-magnetic records. The panels displayed in figure 3 respectively present the seismic (top), seismo-electric (middle) and seismo-magnetic (bottom) responses obtained in dry sand (left) and fluid-filled sand (right). The spectra of seismic and electric signals were computed from the complete time sequences whereas the spectra of the magnetic signals were limited to the (-1 ms to 4 ms) time window.

#### Homogeneous dry sand

The first arrivals of the accelerometric signals recorded in dry sand show an apparent velocity of  $1201 \pm 85$  m/s in the 700 Hz to 3 kHz frequency range (figure 3a). However, panels 3b and 3c show that the seismic wave propagation in homogeneous dry sand does not produce any coherent electromagnetic fields. The electrodes only pick up instrumental noise with amplitudes lower than 0.4 mV/m for an impact of  $1000 \text{ m/s}^2$  (figure 3b). Nevertheless, the trace located nearest to the source shows a weak signal ( $1.4 \text{ mV/m}/1000 \text{ m/s}^2$ ) probably associated with a piezoelectric effect due to the excitation of quartz grains in perfectly resistive conditions. Similarly, the magnetic signals (figure 3c) display low frequency noise caused by internal electronic disturbances of the magnetometers.

#### Fluid-filled homogeneous sand

The seismic records presented in figure 3d are slightly modified by the presence of water. The lower frequency content of the signals seen in figure 3d, as compared to figure 3a, can be explained by the fact that in Biot (1956a) theory, high frequencies are strongly attenuated due to fluid flow at the pore scale. The similarity of the apparent velocities of the first seismic arrivals in dry and saturated conditions is consistent with a fluid saturation lower than 80 % according to the Knight et Nolen-Hoeksema (1990) measurements in rocks.

When the sand is filled with water, electric and magnetic fields records are strongly modified. In particular, we observe that the amplitudes of the seismo-electric signals generated in the fluid-filled sand ( $10 \text{ mV/m}/1000 \text{ m/s}^2$ , figure 3e) are 30 times larger than the elec-

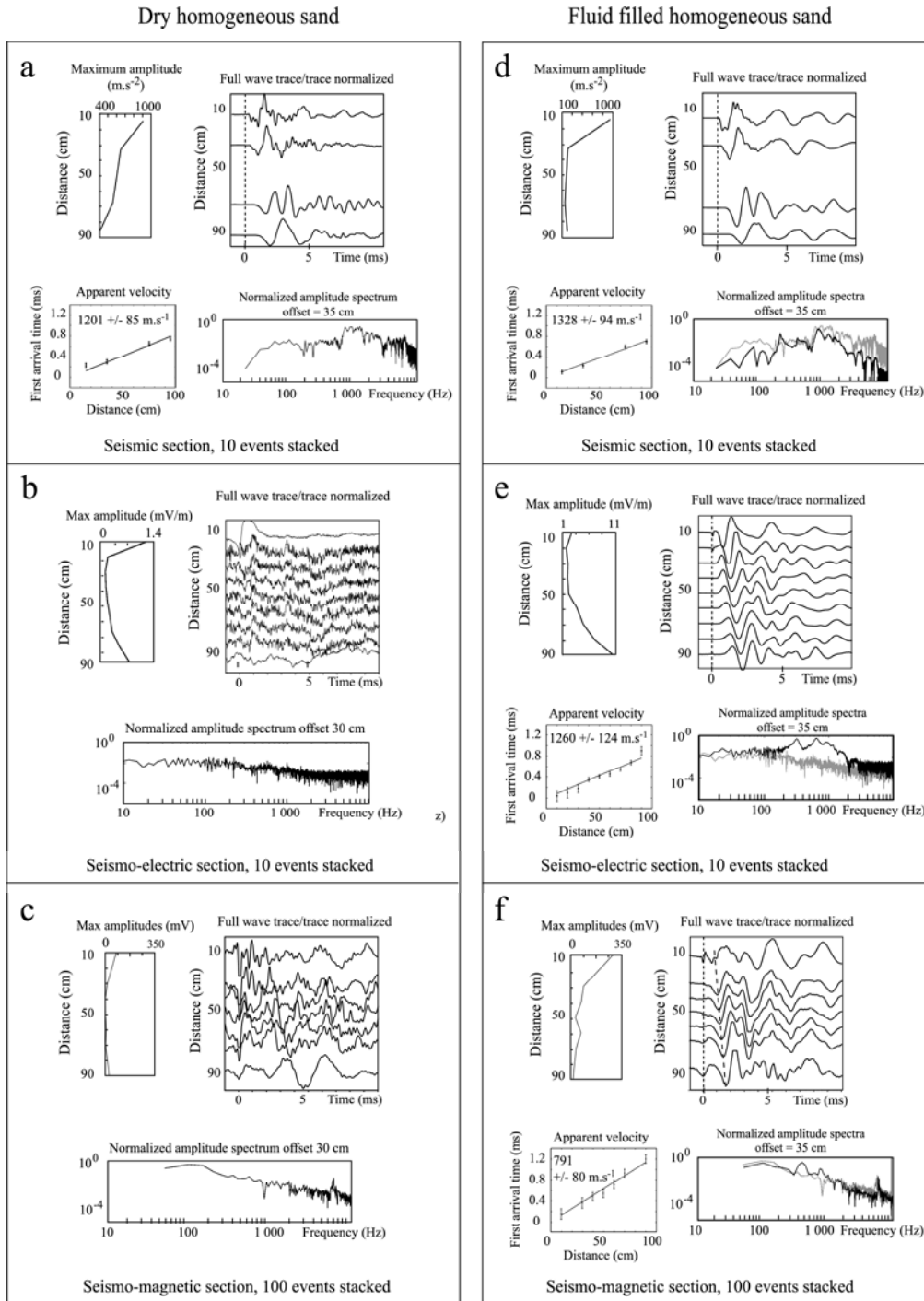


FIG. 5.3 – Seismic, seismo-electric and seismo-magnetic signals measured in homogeneous Fontainebleau sand normalized with respect to a  $1000 \text{ m/s}^2$  vertical excitation. Amplitude spectra corresponding to dry conditions are shown in grey in the right-hand side panels for comparison. Apparent velocities have been estimated from the linear regression of first arrivals time.

trical noise level in dry sand. The contributions of seismo-electric conversions are visible in both the time section and corresponding amplitude spectrum in the 200 Hz to 2 kHz range.

By contrast, the maximum amplitudes of the seismo-magnetic signals are only 3 times as high as in dry sand. Consequently, seismo-magnetic signals are barely visible in the associated amplitude spectrum (figure 3f). However, there is clear evidence of coherent arrivals in the time section. The presence of these events indicates some weak but non-zero seismo-magnetic coupling.

The differences between the apparent velocities of the first arrivals of the seismo-electric ( $1260 \pm 124$  m/s) and seismo-magnetic signals ( $791 \pm 80$  m/s) indicate that these effects are associated with different propagation modes. This natural decomposition of the wave fields is consistent with Pride's theory (1994) : the two wave propagation modes most likely correspond to longitudinal (or extensional modes) and to transverse modes.

The detailed interpretation of the seismo-electromagnetic waveforms is difficult because of the cylindrical geometry and finite length of the column which generate complex propagation modes in the sample. Further investigations relying on numerical simulations are needed to analyze the observed seismo-electric and seismo-magnetic conversions.

#### 5.2.4 Conclusion

The design of an experimental apparatus within the Low Noise Underground Laboratory allowed us to detect transient seismo-electric and seismo-magnetic signals in a fluid-filled sand column. Their electrokinetic origin has been verified by comparing records in dry and fluid-filled sand. In particular, our measurement protocol ensures that the transient magnetic fields are not due to spurious mechanical vibration of the magnetometers.

The first arrival times of seismo-electric and seismo-magnetic fields clearly indicate that these two fields are coupled to different propagation modes, an observation that is consistent with Pride's (1994) theory. Fast longitudinal modes generate only seismo-electric field whereas transverse modes are coupled to magnetic fields.

Although rather weak, seismo-magnetic signals can be detected with sensitive induction magnetometers but would be difficult to measure outside of the ultra shielded chamber. Nevertheless, transverse modes could be enhanced by considering a horizontal seismic excitation that would generate stronger seismo-magnetic amplitudes. Our results emphasize the complementary nature of seismo-electric and seismo-magnetic measurements to estimate the



properties of porous media especially in boreholes.

## 5.3 Discussion sur la forme générale des champs SE

### 5.3.1 Précisions sur les mesures de vitesse apparente

Dans cet article, nous montrons qu'il n'existe pas de signaux électriques ou magnétiques lors d'une excitation sismique verticale sur le sable sec. Par conséquent l'origine électrocinétique des signaux mesurés dans le sable humide est prouvée. Par ailleurs, nous avons annoncé des vitesses apparentes différentes pour les mesures sismo-électriques et sismo-magnétiques (respectivement  $1260$  et  $800 \text{ m.s}^{-1}$ ) qui sont tout à fait compatibles avec les développements théoriques proposés au chapitre 4. Compte tenu de l'importance de ces mesures de vitesses pour l'interprétation des données, il convient d'apporter quelques précisions sur notre méthode d'estimation.

#### Mesures sismiques et électriques

L'estimation des temps d'arrivée est relativement aisée pour les mesures sismiques et électriques peu bruitées et dont le front montant peu être exagéré par l'utilisation d'un gain dynamique. Ces pointés montrent que, pour les mesures sismiques, les différences de temps d'arrivée entre milieu sec ( $1201 \pm 85 \text{ m/s}$ ) et milieu humide ( $1328 \pm 94 \text{ m/s}$ ) ne sont pas vraiment significatives compte tenu des barres d'erreur (figure 5.4B). Pour les mesures électriques et en utilisant les mêmes techniques d'amplification, la vitesse obtenue dans le milieu humide est de  $1260 \pm 124 \text{ m/s}$  et est tout à fait cohérente avec les mesures sismiques.

Au premier ordre, on peut en déduire que la vitesse de propagation n'est pas modifiée par la présence d'eau dans le milieu et en déduire que le taux de saturation n'est que partiel. Les résultats de Knight et Nolen-Hoeksema (1990) présentés en figure 2.5 nous permettent par ailleurs de formuler l'hypothèse d'une saturation inférieure à 80%. Au chapitre 1, nous avons également évoqué le fait que la mise à saturation par simple imbibition ne peut pas dépasser un certain taux caractéristique du milieu (Cadoret *et al.*, 1995). Pour ces auteurs, ce taux se situait entre 60 et 80% ce qui, en supposant que ce modèle soit acceptable ici, nous permet d'affiner l'estimation du taux de saturation obtenu lorsque la colonne est complètement remplie d'eau.

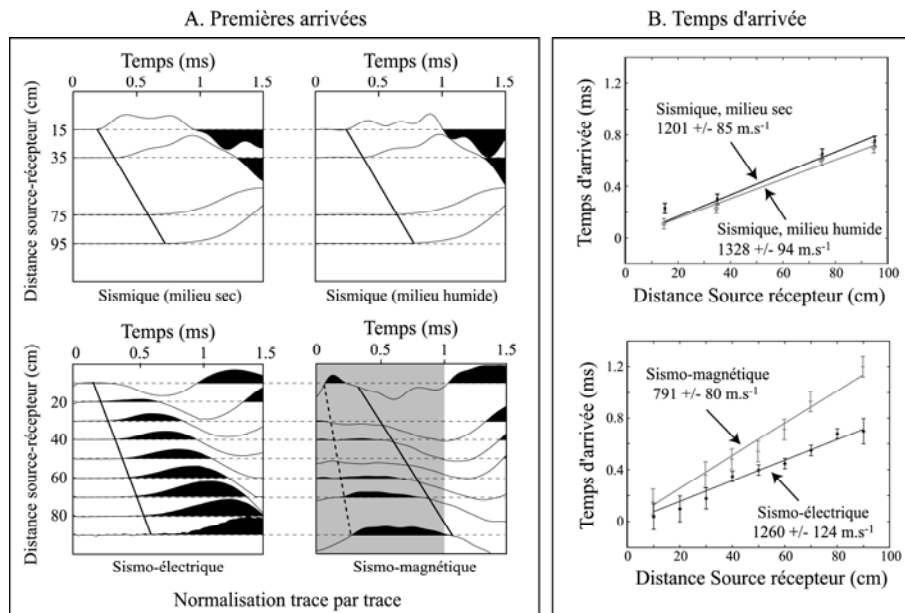


FIG. 5.4 – Mesure des vitesses sur les enregistrements sismiques, électriques et magnétiques : A. Zoom sur les premières arrivées, B. Visualisation des temps d'arrivée et estimation des vitesses par regression linéaire.

### Mesures magnétiques

Pour les mesures sismo-magnétiques, le pointé des premières arrivées est plus délicat. On observe dans la première milliseconde d'enregistrement (zone grisée en figure 5.4A) un événement de signe positif d'apparence très dispersif et qui peut sembler très rapide (pointillés). Cependant, une comparaison minutieuse avec les signaux obtenus sur sable sec, semble montrer que cet événement n'est pas d'origine électrocinétique.

On peut ainsi visualiser la première milliseconde des enregistrements magnétiques obtenus sur sable sec ou humide (figure 5.5). On rappelle que la mesure "point par point" consiste à enregistrer simplement le champ magnétique transitoire en un point donné. La mesure par rapport au magnétomètre de référence correspond à la soustraction des signaux entre ces mêmes points et le magnétomètre de référence situé à 100 cm de la source.

On constate que l'arrivée rapide que nous cherchons à identifier est présente sur tous les enregistrements, y compris en milieu sec, ce qui confirme qu'il s'agit d'un artefact. Le signal positif (en noir) est par ailleurs précédé d'une arrivée négative centrée sur le temps 0 qui rappelle la forme de la fonction source. Il est possible que cet artefact puisse être dû

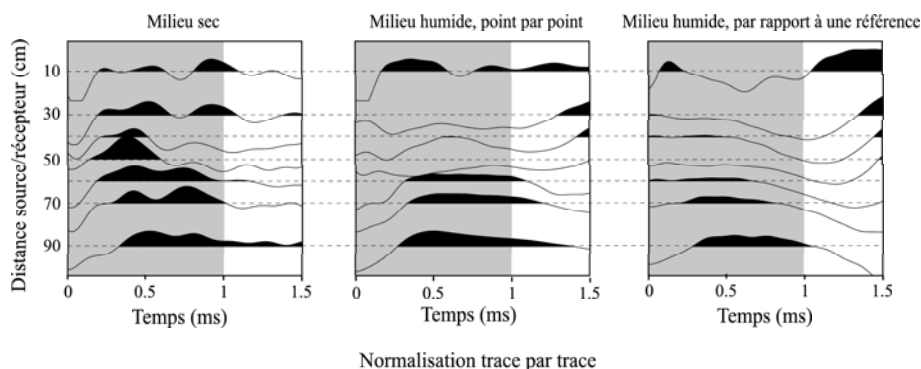


FIG. 5.5 – Comparaison des enregistrements magnétiques sur la première milliseconde d’enregistrement en milieu sec, humide point par point ou humide par rapport au magnétomètre de référence. L’événement rapide est observé sur tous les enregistrements et ne peut donc pas être d’origine électrocinétique.

au rayonnement de l’accéléromètre, ou simplement à un phénomène de diaphonie. Même d’amplitude très faible et invisible sur les enregistrements non sommés, cet événement est répétitif et parvient à sortir du bruit après sommation. On notera que la soustraction du signal de référence permet d’éliminer une partie non négligeable de la perturbation.

Par conséquent, nous considérons que l’arrivée réelle du signal sismo-magnétique est plus tardive et correspond au front négatif. La localisation exacte du front est assez délicate et les incertitudes plus importantes que pour les signaux sismiques et électriques. Les pointés proposés permettent d’estimer une vitesse apparente du champ sismo-magnétique à  $791 \pm 80 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui, même en prenant compte des incertitudes, est bien inférieur aux vitesses obtenues pour la sismique et l’électrique.

On notera que la réalisation d’un système de déclenchement optique est en cours, utilisant l’obstruction d’un faisceau laser au passage de la bille. Ce nouveau système devrait permettre de conserver une base de temps pour la sommation des enregistrements tout en évitant d’avoir à utiliser un accéléromètre sur la plaque de frappe. Les signaux obtenus pourront permettre de vérifier que la vitesse apparente du champ sismo-magnétique est bien celle annoncée ici et que l’artefact ne cache pas des arrivées plus précoces. Toutefois l’enregistrement de la fonction source reste indispensable pour pouvoir normaliser les enregistrements.

Les résultats sismo-électriques et sismo-magnétiques obtenus avec notre dispositif de

mesure en chambre à bas bruit semblent cohérents avec les attentes théoriques formulées au chapitre précédent. Les premières arrivées (en moyenne  $1250 \text{ m.s}^{-1}$ ) visibles en sismique peuvent être associées aux ondes  $P$  ou à l'onde d'extension. La vitesse apparente du champ sismo-électrique, très proche, confirme le couplage entre les ondes  $P$  (ou l'extension) et le champ électrique. Dans un sable légèrement compacté où la vitesse des ondes  $P$  serait égale à  $1300 \text{ m.s}^{-1}$ , la vitesse des ondes  $S$  a par ailleurs été estimée théoriquement à  $868 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette estimation semble cohérente avec la vitesse apparente du champ sismo-magnétique ( $800 \text{ m/s}$ ) et confirme le couplage exclusif aux composantes rotationnelles du champ d'ondes sismiques (ondes  $S$ ).

### 5.3.2 Amplitude du champ magnétique

Au delà de la vérification de l'existence même du couplage sismo-magnétique, le but de notre dispositif était de pouvoir donner une estimation des amplitudes sismo-magnétiques et d'en déduire la pertinence des mesures de terrain. Dans le cas où ces amplitudes dépasseraient le dixième de nanoTesla, il pourrait être envisageable de le mesurer en dehors d'un laboratoire à bas bruit pour la caractérisation des fluides du milieu poreux. L'estimation de l'amplitude du champ magnétique revêt par conséquent une importance toute particulière.

#### Orientation du champ et sensibilité du magnétomètre

Les magnétomètres utilisés ici sont des magnétomètres à induction dont la composante la plus sensible est la composante radiale (environ  $1 \text{ V/nT}$ ). Compte tenu de leur géométrie très particulière, ils sont également capables de mesurer des champs tangentiels (environ  $1 \text{ mV/nT}$ ). Le signal magnétique mesuré peut donc être dû soit à un champ radial faible, soit à un champ tangentiel plus fort. Le calcul de l'amplitude sismo-magnétique réelle nécessite par conséquent une interprétation afin de déterminer la sensibilité à appliquer.

L'amplitude en millivolt obtenue en sortie du magnétomètre (utilisée comme référence à convertir) correspond à l'amplitude maximale dans la fenêtre 0-5 ms, soit environ  $3.50 \text{ mV}$  pour une excitation sismique à la source de  $1 \text{ g}$  ( $10 \text{ m.s}^{-2}$ ). On notera par ailleurs que, si les amplitudes sont données pour une accélération à la source de  $1 \text{ g}$ , les accélérations réelles au point de mesure, donc à l'origine du couplage, sont bien plus faibles (de  $4.10^{-3}$  à  $4.10^{-2} \text{ g}$ ).

La première possibilité consiste à supposer que le champ émis est purement radial, soit un champ magnétique équivalent de  $0.35 \text{ pT/g}$ . Cependant, on a vu au chapitre 4 que la

composante radiale du champ magnétique est *a priori* nulle pour une excitation sismique verticale. En deuxième approche, on peut considérer que le champ est purement tangentiel conformément aux prévisions théoriques, ce qui correspondrait à des amplitudes d'environ 0.35 nT/g. Même si cette hypothèse d'un champ tangentiel semble plus probable, il n'est pas possible à ce stade de rejeter l'existence d'un champ radial très faible. Des mesures complémentaires, réalisées à l'aide d'un magnétomètre tangentiel, voire même l'enregistrement simultané des trois composantes, permettraient de conclure sur l'orientation préférentielle du champ magnétique.

Pour départager les deux hypothèses, il serait intéressant de comparer les signaux obtenus avec les fonctions de transfert entre énergies sismique et électromagnétique. Malheureusement, ces fonctions de transfert ne sont connues que dans le cas du demi-espace infini (Garambois et Dietrich, 2001). Dans le cas du milieu cylindrique, on a vu que les expressions des déplacements et des champs électromagnétiques ont la forme d'une fonction de Bessel. Ici, les fonctions de transfert vont faire intervenir des rapports de fonctions de Bessel du même ordre pour le champ électrique mais d'ordre différent pour le champ magnétique. Les arguments des fonctions de Bessel étant petits (cf chapitre 4), la fonction de transfert du champ électrique sera peu modifiée. Dans le cas du champ magnétique, la différence avec le demi espace infini peut pêtrre de plusieurs ordres de grandeurs. Il serait par conséquent peu réaliste d'estimer le champ sismo-magnétique généré dans un cylindre à partir des relations en demi-espace infini.

### **Pertinence des mesures de terrain**

Si l'hypothèse du champ tangentiel devait l'emporter, la réalisation de mesures de terrain deviendrait tout à fait envisageable. En effet, nous obtiendrions pour des accélérations de l'ordre de 0.1 g des couplages sismo-magnétiques de l'ordre de 0.1 nT, ce qui ne représente pas une difficulté technique insurmontable. Par ailleurs, une telle accélération représente un bon ordre de grandeur pour des mesures de terrain utilisant des sources sismiques classiques. Quelques exemples d'accélérations mesurées sur le terrain avec différentes sources sismiques sont donnés dans le tableau 5.1.

Type de source	Distance source-récepteur (m)	Accélération (g)
Air Gun (Vesdun en Berry)	15	0.05
Explosif (200 g)	7.5	9.6
Coup de masse	10	0.005
Camion vibreur (ondes $P$ )	5	0.3 (verticale)
Camion vibreur (ondes $S$ )	5	0.4 (horizontale)

TAB. 5.1 – Accélérations mesurées lors d’expériences de terrain utilisant différents types de sources sismiques obtenues par dérivation des vitesses (données personnelles)

### 5.3.3 Contenu fréquentiel

Le contenu fréquentiel des données mérite également d’être discuté. A titre d’exemple et pour comparaison, les spectres des signaux sismiques et électriques enregistrés à 35 et 40 cm de la source sont représentés en figure 5.6. Sur les deux types d’enregistrement, on peut distinguer deux lobes clairement distingués l’un de l’autre que nous dirons basse (gris clair) et haute fréquence (gris foncé). La partie haute fréquence est située dans la zone des 500 Hz à 2 kHz et se retrouve assez bien sur les mesures sismiques et électriques. On y observe un creux aux environs de 700 Hz et une décroissance rapide à partir de 1 kHz. La partie basse fréquence semble en revanche plus large sur l’enregistrement sismique (250 à 500 Hz environ) que sur l’électrique (400 à 510 Hz).

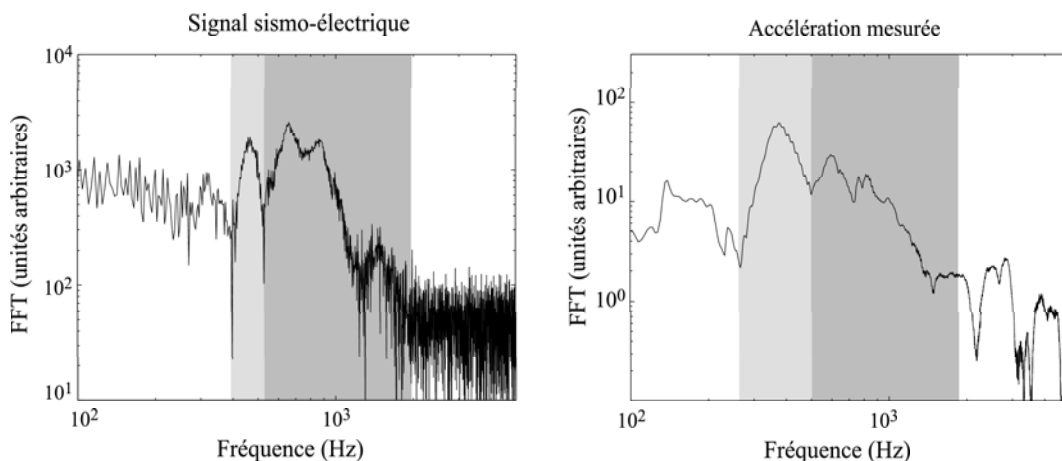


FIG. 5.6 – Spectre des enregistrements électriques (à 40 cm de la source) et sismiques (accéléromètre à 35 cm de la source) en milieu humide

En décomposant le signal sismo-électrique par fréquences isolées, on peut visualiser la signification physique de ces deux bandes de fréquences (figure 5.7). Un filtre passe-bande apodisé et très étroit, centré sur une fréquence donnée, permet d'isoler une partie mono-fréquentielle du signal. La succession des traces fait alors apparaître des inversions de polarité dans le signal qui correspondent à des noeuds, c'est à dire à des zones où les déplacements sont nuls. L'espacement entre deux noeuds donne une mesure de la demi-longueur d'onde.

Lorsque la fréquence d'observation appartient au domaine basse fréquence (200 Hz et 300 Hz), les longueurs d'ondes mesurées sont bien supérieures à la longueur de l'antenne (1m). Ce domaine d'observation sera nommé ici "domaine quasi-statique" car il ne permet pas d'observer la propagation du champ d'ondes. A l'inverse, lorsque la fréquence considérée appartient au domaine haute fréquence (800 Hz et 1000 Hz), les longueurs d'ondes sont inférieures à la longueur de l'antenne et on observe très bien la propagation dans le milieu (domaine propagatif). Les fréquences 500 et 600 Hz, voisines du premier mode de résonance, peuvent être considérées comme appartenant à une zone de transition entre ces deux domaines d'observation. Les deux lobes observés dans le spectre des enregistrements sismo-électriques peuvent donc très clairement être associés aux domaines quasi-statique et propagatif. Nous aurons par la suite recours à cette décomposition fréquentielle pour l'interprétation des données sismiques et électromagnétiques.

#### 5.3.4 Forme d'onde du champ sismo-électrique et positionnement de l'antenne d'électrodes

Afin d'améliorer la compréhension des formes d'ondes générées dans le cylindre, il est possible de placer l'antenne d'électrodes au centre de l'échantillon, c'est à dire en  $r=0$ . Pour réaliser cette nouvelle expérience, nous avons utilisé des tiges d'acier inoxydable montées sur des bouchons usinés pour s'adapter aux loges pour électrodes (figure 5.8). Ces tiges sont complètement isolées, excepté à leur extrémité. Seules deux électrodes centrales ont pu être fabriquées, et la reconstitution de la totalité de l'antenne de mesure nécessite de répéter l'acquisition pour chaque trace. L'électrode de référence est installée dans la loge correspondante sans jamais être déplacée alors que l'électrode de mesure est installée successivement dans les neuf autres emplacements.

La réalisation de ce test permet de visualiser un phénomène singulier qui mérite d'être signalé. Lorsque l'électrode est située au bord de la colonne le domaine propagatif domine



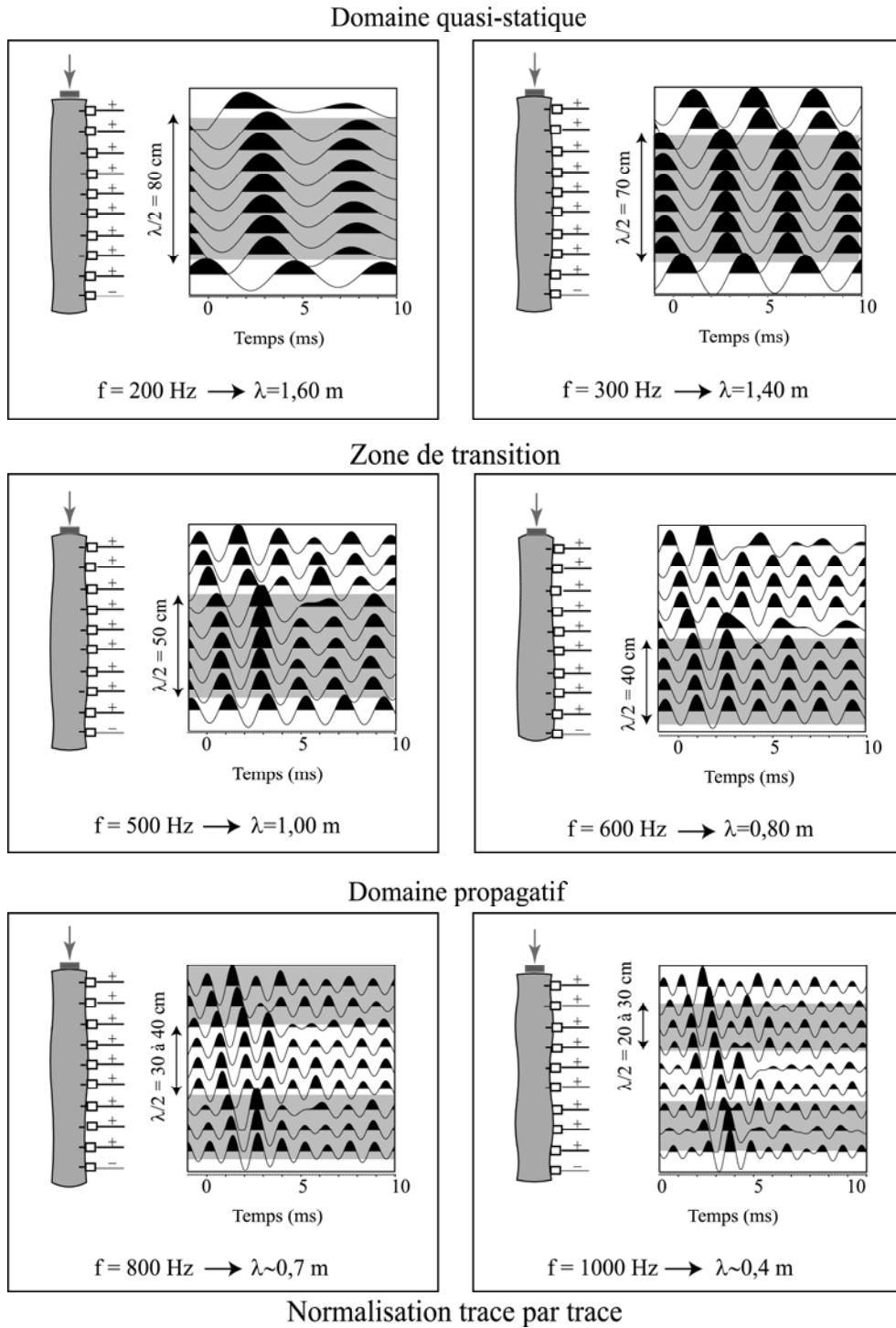


FIG. 5.7 – Différenciation des domaines quasi-statique et propagatif dans les données sismo-électriques (milieu complètement humide)

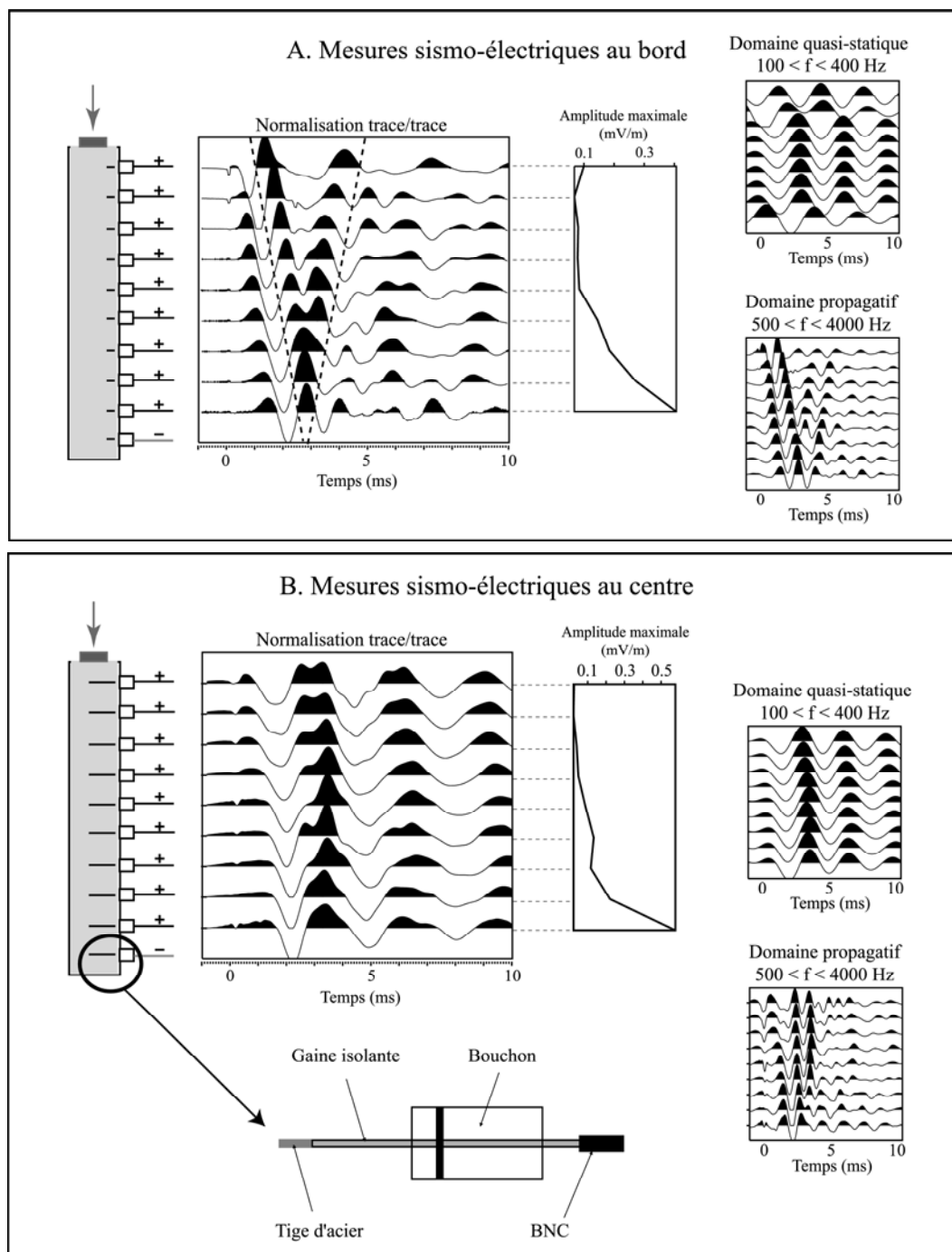


FIG. 5.8 – Comparaison des mesures sismo-électriques lorsque l’antenne d’électrodes se situe au bord ou au centre de l’échantillon (milieu complètement humide)

le signal : on observe très clairement la propagation ainsi que la réflexion au fond de la colonne. Lorsque les électrodes sont placées au centre de l'échantillon, le domaine quasi statique semble dominer le signal au point qu'il est difficile d'observer une propagation. D'autre part, l'application d'un filtre passe-haut pour n'observer que le domaine propagatif permet de mettre en évidence l'absence de réflexion sismique au fond du tube de Plexiglass

Une interprétation possible est obtenue en considérant l'expression du champ sismo-électrique en tout point de l'échantillon, donnée au chapitre précédent :

$$\mathbf{E}_{ext} = \begin{bmatrix} \beta_{P_f} A_{P_f} \eta_{P_f} I_1(\eta_{P_f}) e^{ikz} + \beta_{P_s} A_{P_s} \eta_{P_s} I_1(\eta_{P_s}) e^{ikz} - ik\beta_S A_S I_1(\eta_S) e^{ikz} \\ 0 \\ ik\beta_{P_f} A_{P_f} I_0(\eta_{P_f}) e^{ikz} + ik\beta_{P_s} A_{P_s} I_0(\eta_{P_s}) e^{ikz} + \beta_S A_S \eta_S I_0(\eta_S) e^{ikz} \end{bmatrix}_{(r, \theta, z)} \quad (5.1)$$

Comme on l'a déjà vu, les fonctions de Bessel  $I_1(\eta_i r)$  sont nulles lorsque leur argument est nul, donc ici pour  $r=0$ . Par conséquent la composante radiale du champ sismo-électrique est nulle en tout point situé sur l'axe de symétrie du dispositif, c'est à dire au centre de la colonne. Les électrodes qui constituent les dipôles de mesure étant positionnées verticalement, on pourrait s'attendre normalement à ne mesurer que la composante verticale ( $E_z$ ) du champ sismo-électrique. Pourtant, les très nettes différences de formes d'ondes peuvent poser des questions. On pourrait par exemple se demander si nos mesures sismo-électriques ne comportent pas une partie de signal due à la composante radiale. La compréhension fine de ces observations nécessite sans doute de compléter l'instrumentation par la mesure conjointe des composantes radiale et verticale des déplacements sismique et du champ électrique. La réalisation d'un modèle numérique, comprenant les effets de surface libre sur la coque cylindrique ainsi que la réflexion sur l'extrémité du tube pourrait également permettre de comprendre la forme de la totalité des champs d'ondes.

La réalisation de cette expérience nous a permis de montrer l'évidence des couplages sismo-électriques et sismo-magnétiques dans du sable de Fontainebleau. La comparaison des réponses du milieu sec et saturé nous permettent d'affirmer avec certitude l'origine électrocinétique des phénomènes. La rigueur du dispositif étant ainsi démontrée, nous avons réalisé une série d'essais sismo-électriques permettant de discuter des choix instrumentaux et de certaines observations faites sur le terrain.

## 5.4 Essais d'instrumentation sismo-électrique

En raison de la méconnaissance des mécanismes des couplages sismo-électromagnétiques, les études de terrain s'avèrent souvent décevantes. La pollution électromagnétique ambiante, la nature du sol ou des problèmes instrumentaux rendent ce type de mesures très délicates et les résultats parfois aléatoires. L'opportunité de travailler sur un dispositif expérimental contrôlé nous a donné la possibilité de répondre à certaines interrogations comme l'utilité des électrodes non polarisables, la réversibilité des phénomènes ou la géométrie d'acquisition.

### 5.4.1 Utilisation des électrodes non polarisables

Une des questions posées sur le terrain comme pour les mesures de laboratoire est la nécessité d'utiliser des électrodes non polarisables pour les mesures d'effets sismo-électriques transitoires. Si les dipôles sont constitués de simples tiges de métal (argent ou inox), l'oxydation au contact de l'eau est susceptible d'induire une dérive de la différence de potentiel entre les deux électrodes. Cet effet est évidemment très important à très basse fréquence, pour les mesures de potentiel spontané (Perrier *et al.*, 1997; Perrier et Pant, 2005). A notre connaissance, aucune étude expérimentale publiée ne montre l'existence ou l'absence de tels effets à haute fréquence, en particulier lors de la propagation d'ondes sismiques.

Nous proposons de vérifier que l'utilisation des tiges métalliques ne risque pas de remettre en cause l'origine électrocinétique des signaux. Cette vérification a pu être réalisée sur deux expériences indépendantes qui correspondent à deux remplissages différents. Les électrodes utilisées sont alors tantôt des électrodes polarisables (tiges d'argent) et tantôt non polarisables (tiges d'argent + céramiques poreuses). Les résultats obtenus au cours de ces deux expériences sont présentés en figure 5.9.

Il apparaît que l'utilisation de la céramique poreuse n'a que peu d'importance sur la forme du signal. En particulier, les premières arrivées se retrouvent correctement sur les deux modes d'enregistrement. La similarité des arrivées tardives sont plus discutables mais les différences pourraient être attribuées au milieu ou à la source sismique. Dans ce cas précis, la céramique poreuse n'apporte rien à la mesure mais ne semble pas non plus la perturber : nous avons donc choisi de la conserver. Ce résultat se veut également rassurant sur la validité des dispositifs de terrain où des tiges d'acier sont fréquemment utilisées. Ce résultat pourrait toutefois être confirmé par des tests réalisés à l'aide d'électrodes de

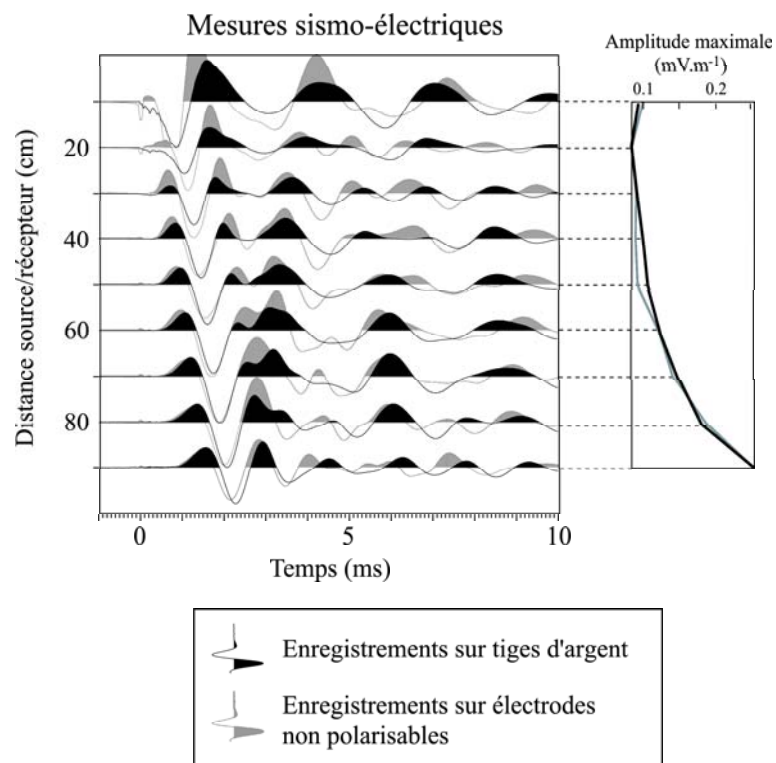


FIG. 5.9 – Comparaison de deux enregistrements (en différence de potentiel) réalisés en milieu homogène saturé avec les électrodes "nues" (argent) ou non polarisables (avec céramiques).

potentiel spontané.

### 5.4.2 Mesures par dipôles équidistants ou à espacement variable

La géométrie habituellement utilisée sur le terrain pour les mesures sismo-électriques consiste en une antenne de dipôles, eux même constitués de deux électrodes positionnées de part et d'autre du point de mesure sismique. L'espacement entre électrodes est alors constant et doit être choisi par compromis entre la volonté d'atténuer le plus possible le bruit ambiant (dipôle étroit), et la nécessité de mesurer des amplitudes sismo-électriques les plus élevées possible (dipôle large). Garambois (1999) montre qu'en milieu moyennement urbanisé, un espacement d'un mètre permet de mesurer des amplitudes convenables en minimisant le bruit. Ici, le problème du bruit ne se posant pas, il nous a paru intéressant de travailler par rapport à une électrode de référence. L'utilisation d'une seule électrode de référence pour la mesure de différence de potentiel permet de multiplier les points de mesure et ainsi d'améliorer l'observation de la propagation.

Au chapitre 3, nous avons vu que cette géométrie permet en théorie de retrouver par calcul les signaux obtenus par dipôles constants. Cette hypothèse peut être vérifiée simplement en modifiant la connectique d'acquisition (figure 5.10). La source est actionnée sur le sable humide équipé des dix électrodes connectées soit par rapport à l'électrode de référence, soit par dipôles constants espacés de dix centimètres. Les traces de l'enregistrement par référence sont soustraites au traitement (paragraphe 3.6) puis comparées à la mesure directe par dipôles. En dehors des variations haute fréquence, on peut, en première approximation, considérer que les différences de forme d'ondes entre dipôles mesurés ou calculés sont minimales. Toutefois, il existe des différences d'amplitude qui pourraient générer des erreurs importantes sur les amplitudes maximales. Les mesures "par dipôles" utilisées par la suite seront obtenues par calcul, mais nous garderons à l'esprit que cette reconstitution de l'antenne peut générer quelques erreurs sur les amplitudes.

### 5.4.3 Réciprocité des phénomènes

Sur le terrain, il est évidemment impossible de prouver l'origine électrocinétique des phénomènes par la comparaison de la réponse du sol avec ou sans eau. Une méthode consiste à vérifier qu'il existe une inversion de polarité de part et d'autre de la source. Cette inversion de polarité est par exemple observée par mesures d'électrofiltration lorsque le flux d'eau est

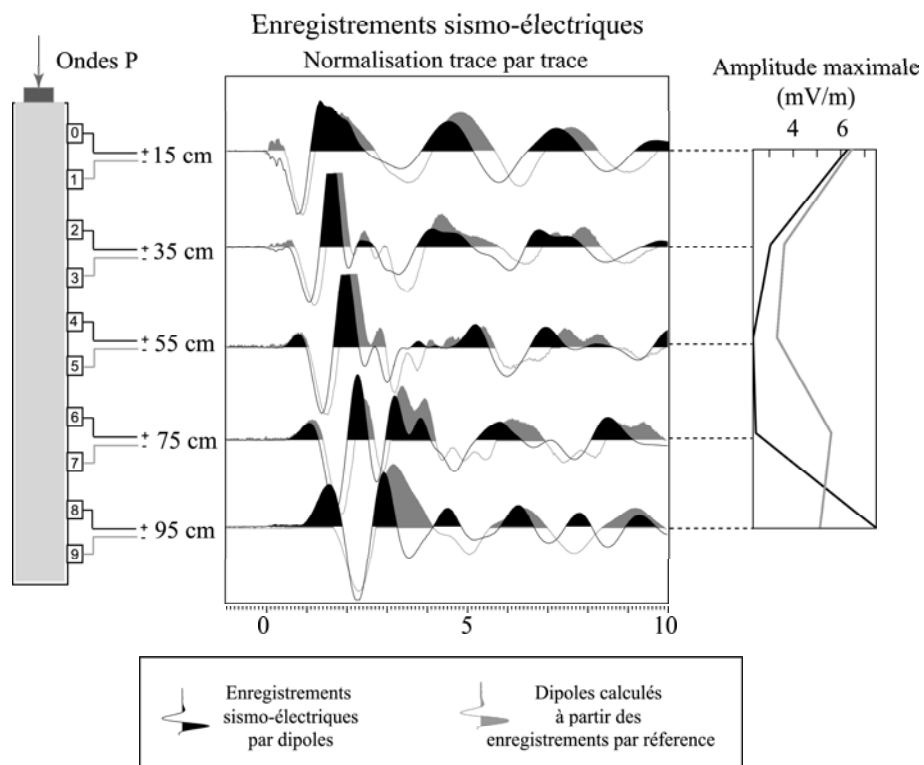


FIG. 5.10 – Comparaison des enregistrements électriques réalisés par dipôles constants et par dipôles calculés à partir de la mesure par rapport à une électrode de référence (largeur variable)

inversé (Jouniaux et Pozzi, 1995b). Sur le terrain, elle doit normalement être vérifiée de part et d'autre de la source lorsque l'antenne de dipôles est disposée dans la direction de propagation et qu'elle est antisymétrique par rapport à la source (figure 5.11 A).

Le dispositif expérimental dont nous disposons nous permet de vérifier cette hypothèse en comparant la forme générale des signaux lorsque le milieu est excité aux deux extrémités de la colonne. Le milieu est alors excité à l'aide d'un marteau de caoutchouc, soit sur la plaque de frappe pour l'extrémité haute, soit sur le bouchon de Plexiglass pour l'extrémité basse. Pour retrouver une symétrie de dispositif semblable aux mesures de terrain, il convient de jouer sur la position de l'électrode de référence. En choisissant l'électrode de référence telle que l'on dispose virtuellement de deux dispositifs antisymétriques par rapport à la source, on retrouve parfaitement l'inversion de polarité observée sur le terrain (5.11 B).

Ainsi, dans un cas où l'origine électrocinétique des phénomènes est prouvée, on retrouve bien la propriété d'inversion de polarité utilisée sur le terrain. Ce qui confirme la validité de cet argument pour justifier de la qualité des données sur le terrain.

## 5.5 Champ sismo-électrique et montée du front de saturation

Nous avons vu que la mise à saturation consiste à imbiber l'échantillon par un effet de "vases communicants". Afin d'éviter le remaniement du milieu, la pression imposée par le réservoir d'eau est volontairement faible et le processus de mise à saturation est lent. Afin d'observer les signaux sismo-électriques dans un milieu très peu humidifié et pour suivre l'influence de la position du front, nous avons actionné la source et enregistré les réponses sismiques et électriques tout au long du processus.

### 5.5.1 Evolution des réponses sismiques et sismo-électrique

Quelques exemples de signaux sismiques et sismo-électriques enregistrés au cours de la mise à saturation sont présentés en figure 5.12 pour quatre positions différentes du front. De haut en bas, nous montrons les enregistrements lors de l'avancée du front de saturation. Les enregistrements sismiques sont indifférents à la position du front de saturation autant en terme de forme d'onde que d'amplitude. En revanche, il n'existe pas de différence de



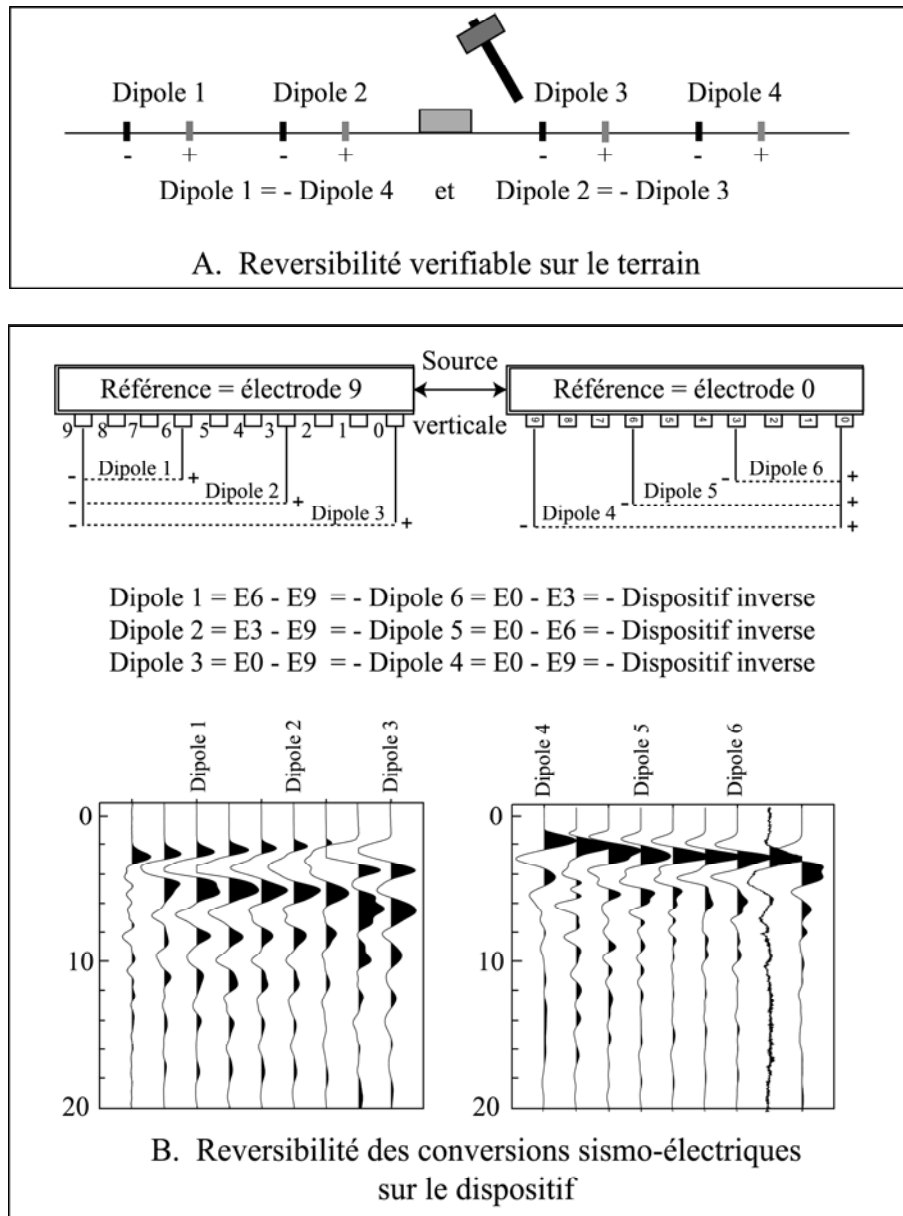


FIG. 5.11 – Vérification des propriétés de réversibilité : le milieu est excité alternativement aux deux extrémités de la colonne (électrode tiges d'argent et céramiques poreuses, normalisation trace par trace)

potentiel mesurée entre l'électrode de référence (située en bas de la colonne) et l'électrode de mesure tant que cette dernière n'est pas touchée par la zone humide. A partir du moment où le signal sismo-électrique apparaît, la forme d'onde observée n'évolue plus avec la montée du front.

On remarquera que les enregistrements sont donnés par rapport à une électrode de référence (normalisée par l'espacement entre électrodes) car le passage à la mesure par dipôle n'a pas de sens physique. En effet, ce calcul ne saurait correspondre à une réalité dans le cas où une électrode serait en zone humide et l'autre en zone sèche.

A première vue, on constate que l'amplitude de toutes les traces augmente tout au long du processus. En prenant pour exemple la trace la plus éloignée, c'est à dire à 90 cm de la source, on voit que son amplitude maximale évolue de  $100 \mu\text{V/m}$  en début d'expérience à  $150 \mu\text{V/m}$  à la fin de la mise à saturation. La forme de l'amplitude maximale de tous les enregistrements présente une singularité (bosse) localisée sur le front de saturation qui mérite d'être observée indépendamment.

### 5.5.2 Amplitudes maximales lors de la montée du front de saturation

Pour mettre en évidence ce phénomène, nous proposons de visualiser les amplitudes maximales des 4 traces situées à 20, 40, 60 et 80 cm de la source au cours de la montée du front de saturation (figure 5.13). Les maxima sont pointés sur les enregistrements par rapport à l'électrode de référence. Cette opération est réalisée sur une série de 39 enregistrements qui correspondent chacun à la somme de 10 tirs consécutifs. On considère qu'au sein de chaque groupe de tirs sommés, la position du front de saturation est la même compte tenu de la lenteur du processus. En effet la saturation de l'échantillon nécessite environ 3 heures alors que l'acquisition de 10 tirs demande moins de 2 minutes.

Le pointé de l'amplitude maximale à chaque instant est réalisé dans les domaines quasi-statiques et propagatifs, c'est à dire après filtrages passe-bande comme définis au paragraphe 5.3.3. L'abscisse des graphes donne la position du front de saturation en terme de distance à la source, l'ordonnée donne l'amplitude maximale en  $\text{mV/m}$ . L'évolution de l'amplitude maximale du signal sismo-électrique à haute fréquence confirme les observations faites au paragraphe précédent à partir de la figure 5.12. En effet, dans le domaine propagatif, les amplitudes augmentent de  $100$  à  $200 \mu\text{V/m}$  au fur et à mesure de la mise à saturation.

L'observation à basse fréquence est beaucoup plus surprenante. On y retrouve très bien



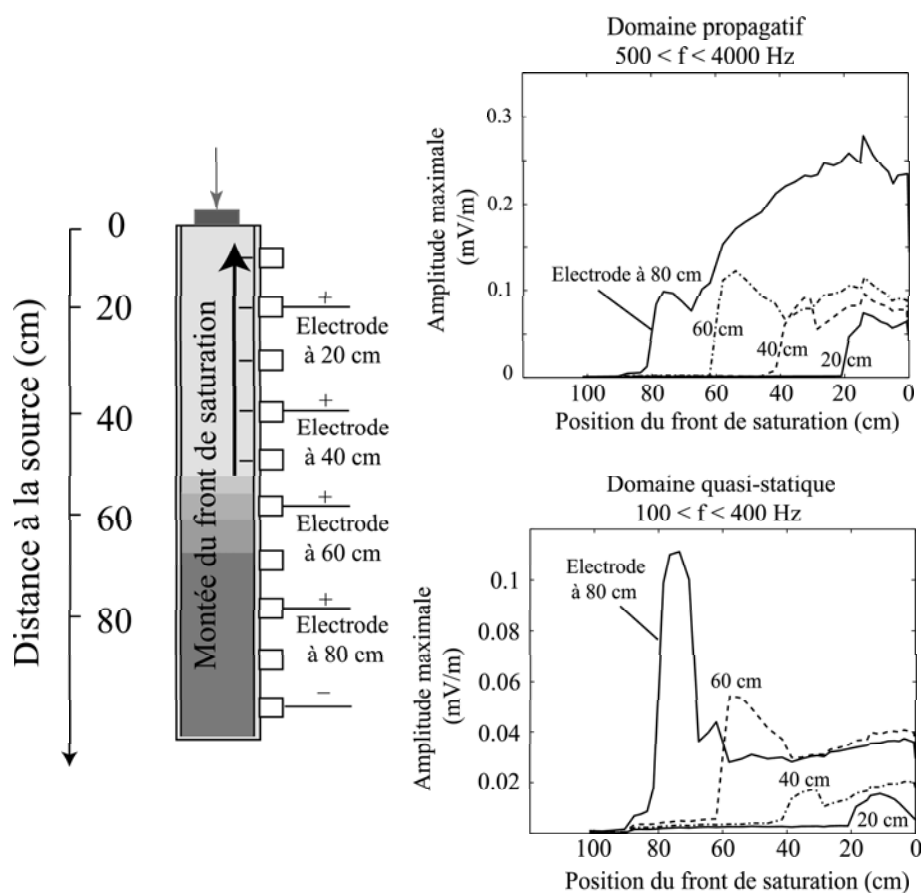


FIG. 5.13 – Maxima d'amplitude du signal sismo-électrique mesuré par référence au cours de la mise à saturation. Le pointé des amplitudes maximales est réalisé en domaine basse fréquence (quasi-statique) et haute fréquence (domaine propagatif).

l'effet de "bosse" caractérisé par une amplitude très forte au moment où l'électrode de mesure est touchée par la zone humide. En prenant comme exemple la mesure réalisée à 80 cm de la source, l'amplitude sismo-électrique basse fréquence atteint une valeur supérieure à  $100 \mu\text{V}/\text{m}$  avant de chuter à moins de  $40 \mu\text{V}/\text{m}$ .

Même s'il est difficile de quantifier la quantité d'eau présente dans les pores au fur et à mesure de la montée du front, on peut supposer que le taux de saturation en un point de mesure augmente tout au long du processus. Ainsi, il est possible que l'anomalie d'amplitude mesurée à basse fréquence soit observée au moment où l'électrode de mesure se situe dans la zone de capillarité.

La théorie des couplages électrocinétiques n'étant pas encore étendue aux milieux partiellement saturés, il est difficile de donner une interprétation réaliste de ce phénomène. Les expériences sismo-électriques de laboratoire étant encore très rares, aucun cas similaire ne semble signalé dans la littérature. Par ailleurs, les modèles et les mesures s'accordent à dire que les potentiels d'électrofiltration en écoulement ne peuvent pas être mesurés à des taux de saturation inférieurs à environ 40 % (Revil *et al.*, 1999a; Guichet *et al.*, 2003; Revil et Cerepi, 2004). Mais il est tout à fait plausible que les conversions sismo-électriques permettent d'observer des couplages à taux de saturation bien plus faibles qui n'ont jamais pu être explorés en écoulement. Une étude plus approfondie nécessiterait d'une part de pouvoir stabiliser la saturation en zone de capillarité et, d'autre part, d'accéder précisément à la quantité d'eau présente localement.

### 5.5.3 Signe de la première arrivée et inversion de polarité

L'observation du champ sismo-électrique au cours de la montée du front de saturation nous donne également l'occasion de discuter de la polarité des signaux. L'expression du coefficient de couplage  $L_0$  donné à l'équation 2.50 induit une différence de potentiel négative lorsque le point de mesure voit une compression du milieu (Pride, 1994). Cette propriété doit normalement se retrouver dans nos mesures de conversions sismo-électriques. La source sismique, assimilable à une chute de poids, impose que la première arrivée sismique corresponde à une compression du milieu. Par conséquent, la première arrivée sismo-électrique doit *a priori* présenter une polarité négative puisque l'impact à la source impose une excitation en compression.

Le signal sismo-électrique présenté en figure 5.14 correspond aux signaux sismo-électriques

enregistrés en un point donné (à 70 cm de la source) par rapport à la référence et au cours de la montée du front de saturation. Ainsi, les traces situées en bas correspondent à des enregistrements réalisés alors que l'électrode de mesure n'était pas encore située en zone humide. Lorsque la zone humide atteint l'électrode de mesure, il apparaît un signal sismo-électrique de polarité négative, comme prévu par la théorie. Au fur et à mesure que le front de saturation monte, on voit cette polarité s'inverser et le signal sismo-électrique débiter par une arrivée positive inattendue. On notera que ce phénomène est parfaitement reproductible, à la fois d'une trace à l'autre mais également d'une expérience à l'autre.

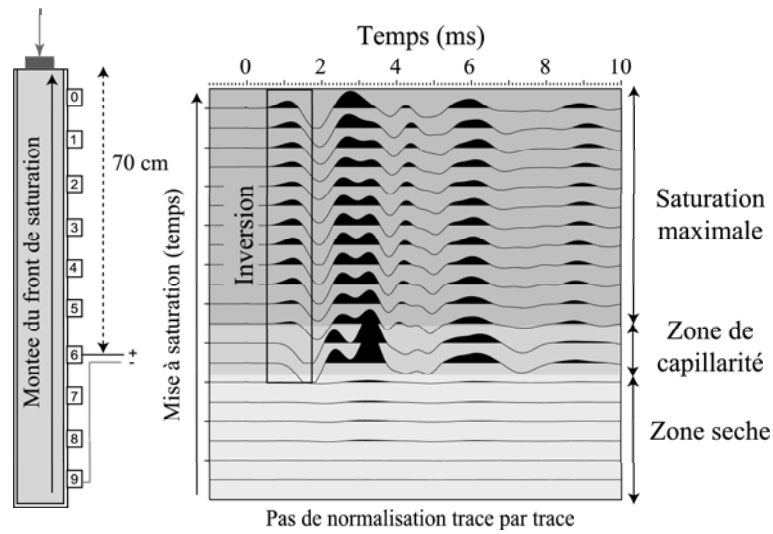


FIG. 5.14 – Evolution du signal de la trace située à 70 cm de la source au cours de la montée du front de saturation. Signaux enregistrés par des électrodes non polarisables et par rapport à la référence. La partie du signal "ombrée" correspond à une arrivée de signe positif, les zones "normales" correspondent à des arrivées négatives

Une inversion du signe du couplage est peu envisageable puisqu'il n'y a pas ici de changement physico-chimique susceptible d'inverser le signe du potentiel  $\zeta$ . Si ce phénomène ne trouve pas son origine dans le couplage électrocinétique, le plus raisonnable semble d'envisager une inversion du mouvement relatif pores/fluide sous un effet "d'extraction de fluides". L'interprétation proposée ici consiste à considérer le rôle de nos conditions aux limites (étanchéité du Plexiglass) dans la circulation des fluides. On pourrait par exemple supposer que dans la zone de capillarité, (figure 5.15), l'air contenu dans les pores se comprime au passage du front de compression et le déplacement relatif fluide/solide à l'échelle du pore génère un

couplage sismo-électrique normalement négatif. Lorsque le taux de saturation augmente, la mixture air/eau devient incompressible. Sous l'effet du front de compression, le fluide s'échappe des pores situés au centre de la colonne pour rejoindre les zones à compression minimales en périphérie. Ce flux vers l'extérieur, perturbé par la présence du Plexiglas, serait alors redirigé vers le haut sans générer de déplacement de la matrice solide mesurable.

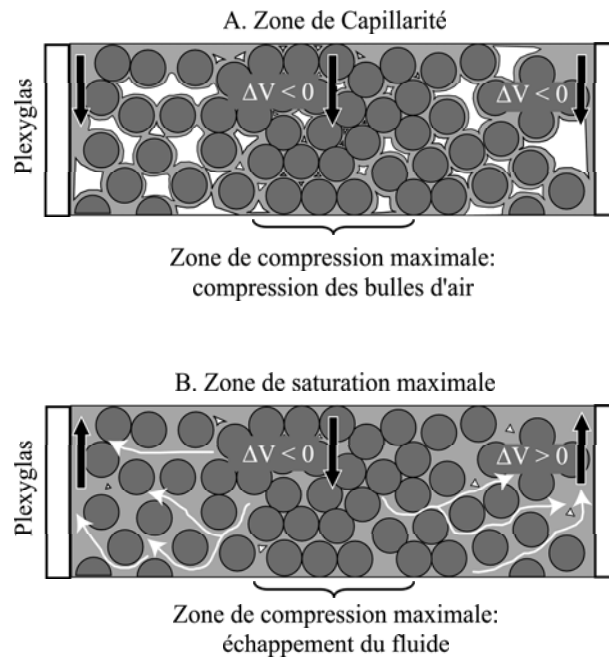


FIG. 5.15 – Interprétation de l'inversion de polarité : lorsque le taux de saturation devient maximal, l'eau de la zone de compression maximale s'échappe vers l'extérieur puis est dévié vers le haut par la parois de Plexiglas

Les électrodes étant disposées en bordure de colonne, on assiste alors à un mouvement relatif solide/fluide inversé par rapport à ce qui est attendu vis à vis de la propagation sismique. Ce phénomène, dû à une interaction entre le fluide et les conditions aux limites propres à notre expérience, ne saurait être interprété comme une anomalie du couplage. Dans le cas où l'interprétation proposée ici serait juste, l'inversion de polarité ne devrait pas être observée au centre de la colonne où se situe la zone de compression maximale. Le retour sur la figure 5.8 permet de vérifier que, effectivement, cet événement est moins marqué lorsque l'antenne d'électrodes est placée au centre. Grâce à cette observation, l'interprétation d'une remontée de fluide au bord semble bien être confirmée.

## 5.6 Amplitude de la fonction de transfert en milieu homogène

Dans l'approximation des basses fréquences et en milieu infini, Garambois et Dietrich (2001) montraient que le champ électrique doit être proportionnel à l'accélération (équation 2.67) alors que le champ magnétique est proportionnel à la vitesse (équation 2.68). On suppose que le passage au milieu cylindrique ne remet pas en cause cette notion de proportionnalité. Nous devrions donc normalement observer un rapport constant entre amplitudes sismiques et sismo-électromagnétiques, sans variation en fonction de la profondeur lorsque le milieu est complètement humidifié.

En mesurant les amplitudes maximales de l'accélération, de la vitesse et du champ sismo-électrique sur différents enregistrements, nous allons tenter de voir si le rapport des amplitudes maximales est effectivement constant. On rappelle que, pour des raisons pratiques, les mesures sismiques, électriques et magnétiques correspondent à des expériences différentes. Chaque enregistrement est normalisé pour une énergie à la source équivalente à 1 g. Par ailleurs, la comparaison entre champs sismo-électromagnétiques et sismique n'a de sens physique que si la mesure peut être rapportée au même point. Toutes les mesures sismo-électriques sont par conséquent rapportées aux dipôles à espacement constant et comparées à l'accélération mesurée au point milieu des électrodes. On rappelle également que les amplitudes sismo-électriques annoncées ici doivent être considérées comme des amplitudes relatives compte tenu des problèmes d'impédance entre le Stratavisior et la colonne de sable.

### 5.6.1 Champ électrique

#### Forme générale des champs et amplitude maximale

La démarche proposée ici consiste à estimer l'amplitude maximale des fonctions de transfert par la comparaison de l'amplitude de l'accélération et du champ électrique. Pour cette première approche on ne prend pas en compte la totalité de la forme d'onde et il convient de pouvoir isoler un événement bien défini et comparable sur toutes les traces. La toute première arrivée, normalement associée aux ondes  $P$ , nous paraît être la mieux adaptée. Cet événement correspond à une accélération négative cohérente avec le mouvement vers le bas imposé par la bille (figure 5.16). La largeur de cet événement définit une fenêtre d'étude sur laquelle seront mesurées les amplitudes maximales de l'accélération et du champ électrique : de 0 à 1 ms pour la trace située à 15 cm de la source, 1.3 ms à 35 cm, 2 ms à 75 cm et



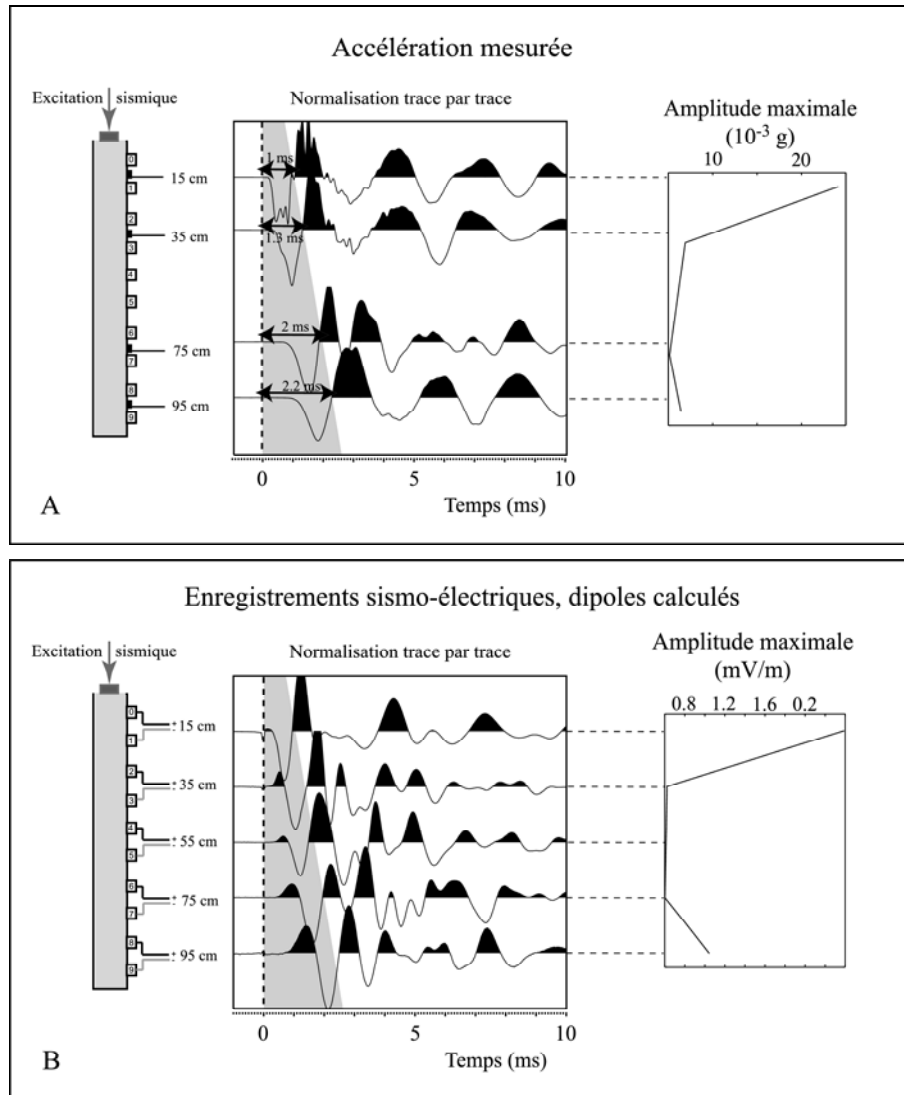


FIG. 5.16 – Mesures sismiques (accélération) et sismo-électriques (dipôles calculés) enregistrées sur sable homogène complètement humidifié. La zone grisée définie par la première arrivée sismique, donne la zone de mesure des amplitudes maximales.

2.2 ms à 95 cm (zone grisée).

La comparaison, des formes d'ondes du champ électrique et de l'accélération semble pouvoir aller dans le sens d'une relation de proportionnalité. Par exemple, en dehors des hautes fréquences, on retrouve bien dans les mesures électriques à 15 cm la forme globale de l'accélération mesurée au même point. En ce qui concerne les traces plus profondes, l'apparition de l'inversion de polarité au début du signal, interprétée comme un reflux d'eau sur le Plexiglass, rend moins évidente la relation de passage entre les deux champs.

Le pointé de ces amplitudes maximales montre une tendance similaire entre les deux types de champs. L'accélération maximale de la première arrivée est de l'ordre de  $25 \cdot 10^{-3}$  g sur la trace la plus proche de la source et s'atténue très rapidement pour atteindre des valeurs inférieures à  $10 \cdot 10^{-3}$  g sur la trace la plus éloignée. La tendance observable sur les amplitudes sismo-électriques est la même, avec une décroissance globale avec l'éloignement de la source. Ainsi, le champ électrique de l'ordre de  $180 \mu\text{V/m}$  près de la source, chute à  $70 \mu\text{V/m}$  avant de réaugmenter à environ  $100 \mu\text{V/m}$  au fond de la colonne.

Il est difficile d'estimer les incertitudes sur ces mesures d'amplitude. Pour les mesures sismiques comme pour les mesures électriques, l'évaluation numérique du maximum offre une très bonne précision, de l'ordre de la variation observable entre deux échantillons. La variabilité de sensibilité des accéléromètres peut être de l'ordre de 2 à 5% en fonction de la fréquence, mais le calcul des dipôles peut également introduire une erreur sur l'amplitude du champ électrique. La méthode la plus raisonnable pour estimer ces incertitudes serait de réaliser un grand nombre d'expériences identiques et d'observer les écarts.

### Amplitude de la fonction de transfert

En adoptant une démarche similaire à celle utilisée pour les mesures électrocinétiques en écoulement (Jouniaux et Pozzi, 1995a; Guichet *et al.*, 2003), où sont comparés les gradients électriques et de pression, on peut calculer le rapport entre les amplitudes maximales du champ électrique et de l'accélération. En partant du principe que les paramètres du milieu poreux évoluent peu le long de la colonne, ce rapport devrait être constant sur toutes les traces. Ce calcul a pu être réalisé pour deux expériences différentes (figure 5.17). La première expérience (trait plein) correspond aux données présentées en figure 5.16 pour une acquisition à l'aide des électrodes non polarisables. La deuxième permet de comparer ces résultats pour une autre configuration, c'est à dire pour des électrodes en argent (pointillés).

La référence en terme d'accélération est la même et les différences entre fonctions de transfert ne peuvent se traduire qu'en terme de champ électrique. Dans les deux cas, on observe une même tendance : le rapport des amplitudes n'est pas constant et augmente avec la profondeur. Cette augmentation est de l'ordre d'un facteur 2.5 entre la trace la plus proche de la source (environ  $8 \text{ mV/m}^{-1}$  par g) et la trace la plus éloignée (environ  $20 \text{ mV/m}^{-1}$  pour une excitation à 1 g).

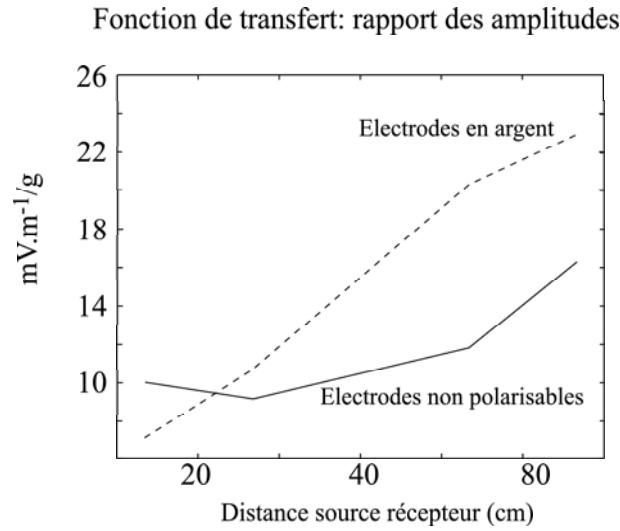


FIG. 5.17 – Fonction de transfert entre champ électrique et accélération calculée par le rapport des amplitudes maximales pour deux expériences différentes. En pointillés, enregistrements sismo-électriques réalisés par des électrodes en argent, en trait plein pour des électrodes non polarisables. L'accélération de référence est la même pour les deux fonctions de transfert.

On a déjà dit que, d'après les travaux de Cadoret *et al.* (1995), la mise à saturation par imbibition permet de s'attendre à des taux de saturation de l'ordre de 60 à 80%. On a vu également en figure 2.4, que Guichet *et al.* (2003) mesuraient en écoulement un couplage électrocinétique variable avec la teneur en eau. Lorsque le taux de saturation passait de 80 à 60%, le couplage électrocinétique mesuré sur du sable de Fontainebleau saturé en eau lors de l'injection d'argon pouvait diminuer d'un facteur 2. Les variations d'amplitude de la fonction de transfert avec la profondeur pourraient par conséquent être dues à un changement de couplage électrocinétique lié au taux de saturation entre le haut et le bas de la colonne de l'ordre de 60 à 80%.

### 5.6.2 Champ magnétique

#### Forme générale des champs et amplitude maximale

Le même travail peut être réalisé sur le champ magnétique en comparant la vitesse en chaque point avec l'amplitude du champ magnétique. La vitesse est calculée par intégration des mesures d'accélération (figure 5.18A). Le passage de l'accélération à la vitesse, obtenu par intégration du signal, a pour effet de rendre plus basse fréquence la forme de la première arrivée. Il est par conséquent nécessaire d'élargir la zone d'estimation de l'amplitude maximale. Celle-ci sera définie entre 0 et 1.5 ms à 15 cm de la source, de 0 à 2 ms à 35 cm, de 0 à 3.5 ms à 75 cm et de 0 à 2.8 ms à 95 cm. L'amplitude maximale de la vitesse a globalement la même forme que l'accélération avec une décroissance allant de plus de  $10$  à  $4 \cdot 10^{-7} \text{ m.s}^{-1}$  entre le haut et le bas de la colonne.

On notera que, contrairement à l'observation qui a été faite pour le champ électrique, la proportionnalité entre champ magnétique et vitesse (en terme de forme d'onde) est difficile à visualiser dans les données. En effet, le champ magnétique dans la fenêtre d'observation est composé d'un lobe négatif et un lobe positif quand la vitesse ne contient qu'un seul lobe négatif. Cette anomalie pourrait être due à un champ magnétique converti suite à la remontée d'eau au bord.

Le pointé de l'amplitude maximale du champ magnétique est beaucoup plus délicat à réaliser que pour le champ électrique. En effet, la première arrivée des mesures point par point (5.18B) est fortement perturbée par la perturbation en 0. Le calcul du champ magnétique par rapport à un magnétomètre de référence (5.18C) nous permettait de pointer plus facilement les temps d'arrivée pour les mesures de vitesse. Mais la signification physique de la soustraction de champs magnétiques enregistrés en deux points différents de la colonne est difficile à interpréter. Il n'est donc pas raisonnable d'envisager de pointer les amplitudes maximales du champ sismo-magnétique sur les enregistrements par rapport à un magnétomètre de référence.

La mesure des amplitudes magnétiques maximales a finalement été réalisée sur les enregistrements "point par point". Ainsi, le temps minimum qui définit la fenêtre d'observation est décalé de 0 à 0.5 ms de façon à s'affranchir de la perturbation en 0. L'amplitude sismo-magnétique maximale en fonction de la profondeur maximale obtenue dans cette zone suit tout à fait celle de la vitesse du point. Ces amplitudes sont données en milliVolts compte

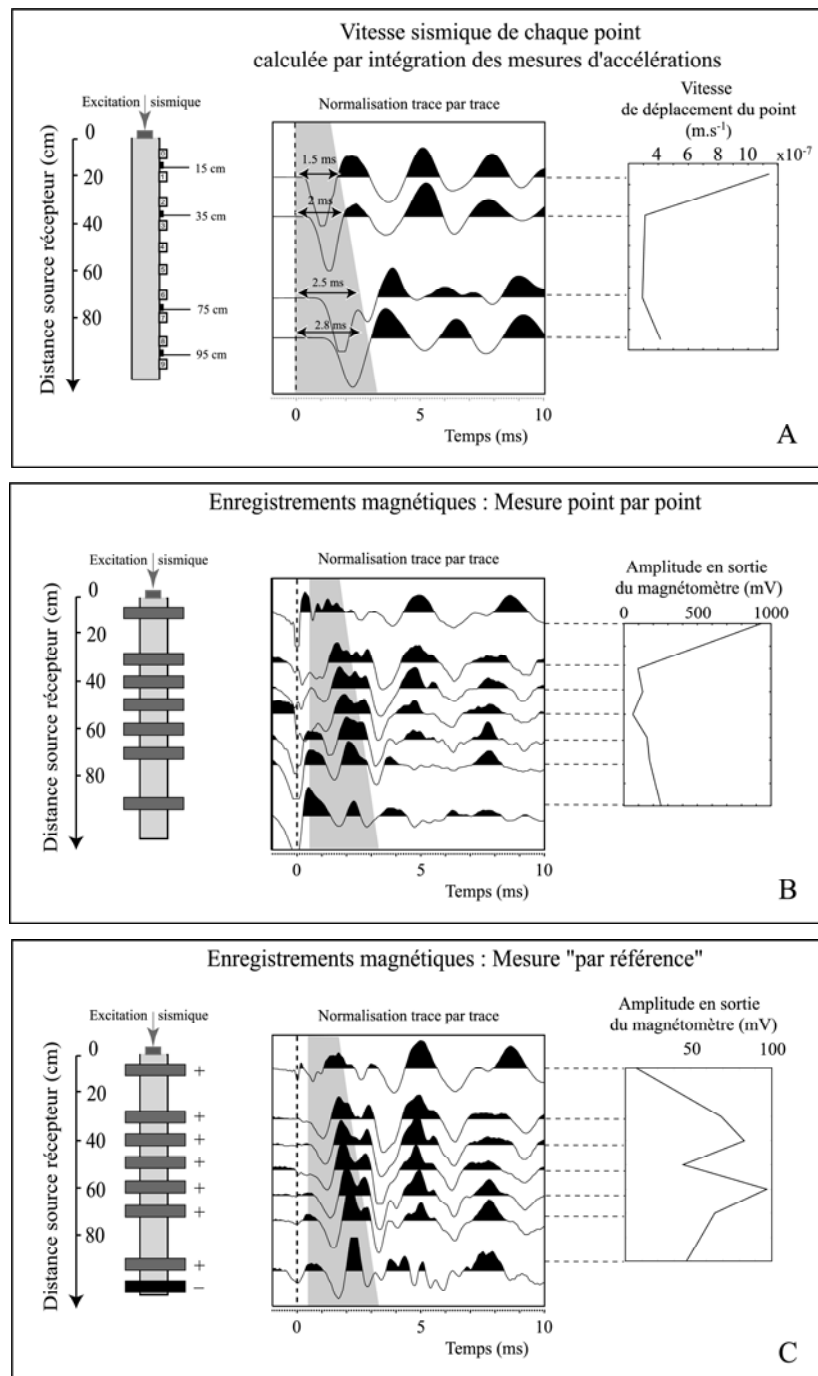


FIG. 5.18 – Amplitudes maximales des vitesses sismiques et du champ sismo-magnétique en fonction de la profondeur. La zone d'étude est élargie pour s'adapter aux premières arrivées de la vitesse. Le pointé des amplitudes sismo-magnétiques nécessite un rétrécissement de la zone d'observation afin d'éviter les fortes amplitudes dues à la perturbation de l'accéléromètre.

tenu du doute qui persiste sur le mode de conversion à appliquer pour le passage au champ magnétique (paragraphe 5.3.2).

### Amplitude de la fonction de transfert

A partir de ces amplitudes maximales, on peut calculer l'amplitude de la fonction de transfert pour le champ sismo-magnétique (figure 5.19) et observer l'influence de la profondeur. Dans le cas présenté ici, l'amplitude de la fonction de transfert n'est pas constante puisqu'elle diminue entre 10 et 30 cm puis augmente entre 30 et 100 cm. Nous ne disposons malheureusement que d'un seul jeu de données sismo-magnétiques en milieu homogène. D'autres expériences seraient nécessaires pour pouvoir conclure définitivement sur la variation d'amplitude de la fonction de transfert du champ magnétique et sur son interprétation.

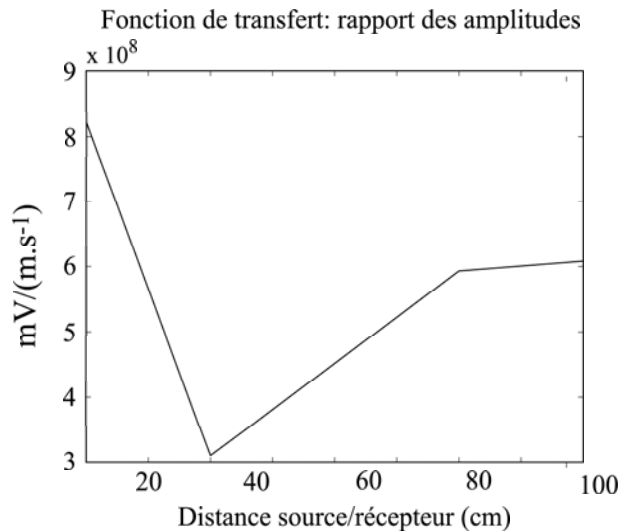


FIG. 5.19 – Fonction de transfert entre champ magnétique et vitesse sismique.

## 5.7 Conversions sismo-électriques dans une nappe en charge

Dans l'espoir de visualiser une radiation dipolaire émise à l'interface sable/argile, nous avons tenté d'introduire une couche d'argile dans l'échantillon. Si cette expérience n'a pas donné le résultat attendu, elle permet néanmoins de se placer dans un cas similaire à un système de nappe en charge, c'est à dire pour un niveau piezométrique situé au-dessus du niveau de la surface. En effet, l'alimentation en eau étant située en bas de la colonne, l'ajout d'une épaisseur d'argile (environ 2 cm) rendait très difficile l'imbibition du sable situé au

dessus. La mise à saturation de l'échantillon nécessitait alors d'imposer une pression plus forte et le niveau d'eau dans le bidon devait être placé bien au-delà de la surface. Dans ce type de configuration, la mise en charge permet d'espérer une nette augmentation de la saturation et devrait nous permettre d'atteindre la zone des 80 à 100%. Pour pouvoir identifier l'effet de la couche d'argile, nous l'avons positionnée en deux endroits différents. Les signaux sismiques et sismo-électriques obtenus sur ce type de milieu seront comparés à ceux déjà discutés en milieu homogène.

### 5.7.1 Mesures sismiques

L'hypothèse d'une augmentation de la teneur en eau doit se traduire concrètement par une augmentation des vitesses sismiques (Knight et Nolen-Hoeksema, 1990) et une atténuation des hautes fréquences (Mavko et Nur, 1979) comme évoqué au paragraphe 2.3. Il convient donc dans un premier temps d'étudier les enregistrements sismiques dans les différentes configurations en termes d'amplitude, de vitesse et de contenu spectral. On remarquera que, suite à une amélioration du dispositif, les mesures sismiques ont pu être densifiées et réalisées tous les dix centimètres. Le nombre d'accéléromètres disponibles n'étant pas suffisant, nous avons dû dissocier l'acquisition complète en trois expériences différentes. Les traces sont mises en commun après normalisation à 1 g.

#### Amplitudes et vitesses

Au premier abord, l'introduction d'une fine couche d'argile ne semble pas modifier la forme du champ d'ondes sismiques. On retrouve assez bien la première arrivée négative et la réflexion au fond de la colonne. La fenêtre d'étude pour la mesure du maximum d'amplitude définie au paragraphe 5.6.1 correspond encore assez bien à la première arrivée sismique lorsque la couche d'argile est située à 25 ou à 55 cm de la source. Les amplitudes maximales de l'accélération mesurées au cours de ces deux expériences sont inférieures à celles obtenues sur le milieu homogène (12 et  $3.5 \cdot 10^{-3}$  g au lieu de  $23 \cdot 10^{-3}$  g). On notera que la diminution de l'accélération avec la profondeur semble plus rapide lorsque l'interface est située à 25 cm de la source.

Les pointés de la première arrivée sur les différentes traces ne semblent pas montrer d'augmentation de la vitesse sismique. Celle-ci est estimée à  $1347 \pm 98$  m/s lorsque l'interface se situe à 25 cm de la source. Lorsque celle-ci se trouve à 55 cm, les enregistrements des deux

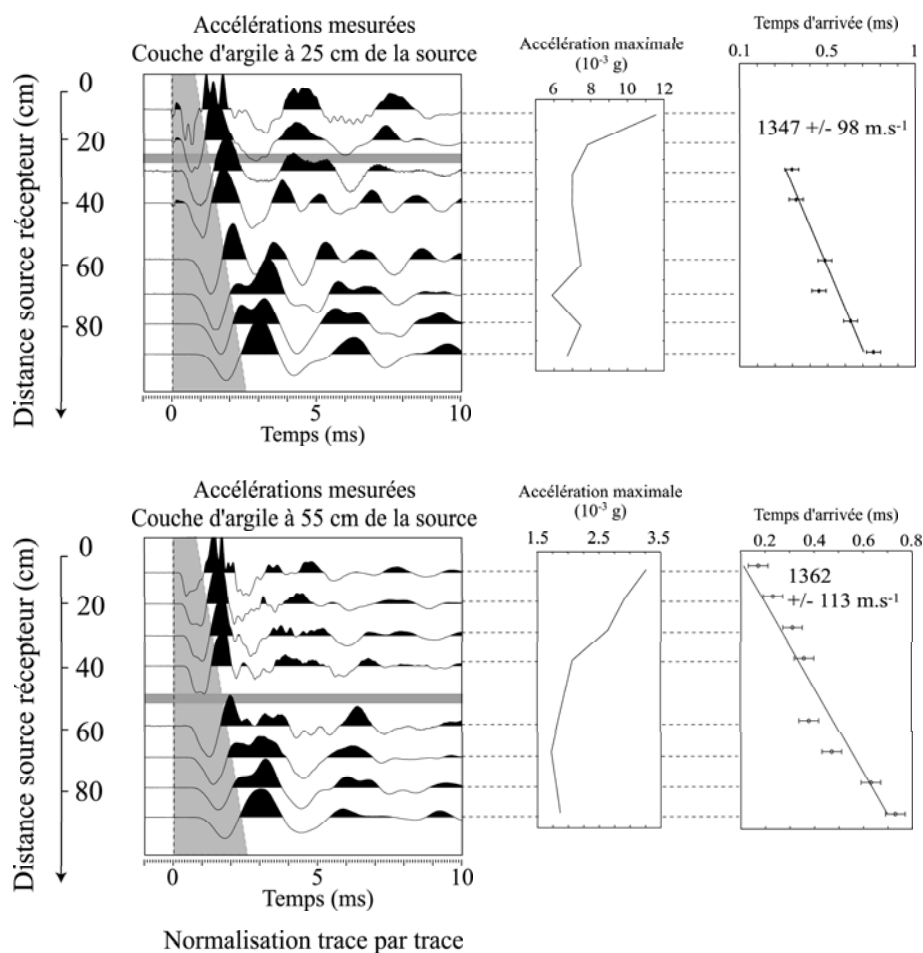


FIG. 5.20 – Mesures sismiques réalisées sur un échantillon complètement humidifié et contenant une couche d'argile située à 25 ou 55 cm de la source. Dans le cas où l'argile est situé à 25 cm, les pointés sur les deux traces du haut ne sont pas possible en raison de la perturbation en 0.



traces les plus proches de la source n'ont pas été utilisées pour la mesure des vitesses compte tenu de la perturbation observée en 0. Dans ce cas, la vitesse apparente du champ d'ondes sismique est de  $1362 \pm 113$  m/s. Compte tenu des incertitudes, les différences de vitesses avec le milieu homogène humide ( $1328 \pm 94$  m/s) ne sont pas significatives. Les vitesses mesurées ici ne permettent pas de conclure à une augmentation du taux de saturation suite à l'introduction de la couche d'argile.

### Contenu fréquentiel

Dans le cas où le taux de saturation serait sensiblement plus important, les hautes fréquences devraient normalement être plus fortement atténuées. La figure 5.21 présente les spectres des enregistrements sismiques mesurés en deux points de la colonne : à gauche lorsque l'accéléromètre est situé à 25 cm de la source, à droite lorsqu'il est placé à 75 cm. Le spectre calculé en milieu homogène (en haut) est rappelé en grisé pour comparaison dans le milieu contenant une couche d'argile à 25 cm (au milieu) et à 55 cm de la source (en bas). Cette figure montre que, pour les deux positions d'enregistrement, l'introduction de la couche d'argile se traduit par une perte d'énergie sur tout le spectre.

Il est toutefois difficile de voir dans ces spectres un effet particulier de filtrage des hautes fréquences. Ainsi, les mesures sismiques ne permettent pas de démontrer un effet de mise en charge de l'échantillon et, par conséquent, une augmentation du taux de saturation.

### 5.7.2 Champ électrique

#### Vitesse apparente

Il est également intéressant de mesurer la vitesse apparente du champ électrique enregistré lorsque le milieu contient une couche d'argile. Cette mesure est réalisée, comme pour le milieu homogène, sur les enregistrements par rapport à une électrode de référence (figure 5.22A). Dans le cas où l'argile est située à 25 cm de la source, la vitesse mesurée dans la partie "en charge" est peu différente du milieu homogène ( $1390 \pm 150$  m/s). En revanche, lorsque celle-ci est placée à 55 cm de la source, on observe une augmentation significative de la vitesse apparente du champ sismo-électrique ( $1730 \pm 240$  m/s).

Le champ sismo-électrique mesuré ici est de nature co-sismique, c'est-à-dire qu'il se propage conjointement au champ d'ondes sismiques. Par conséquent, l'augmentation de vitesse de propagation du champ sismo-électrique ne peut être due qu'à une augmentation

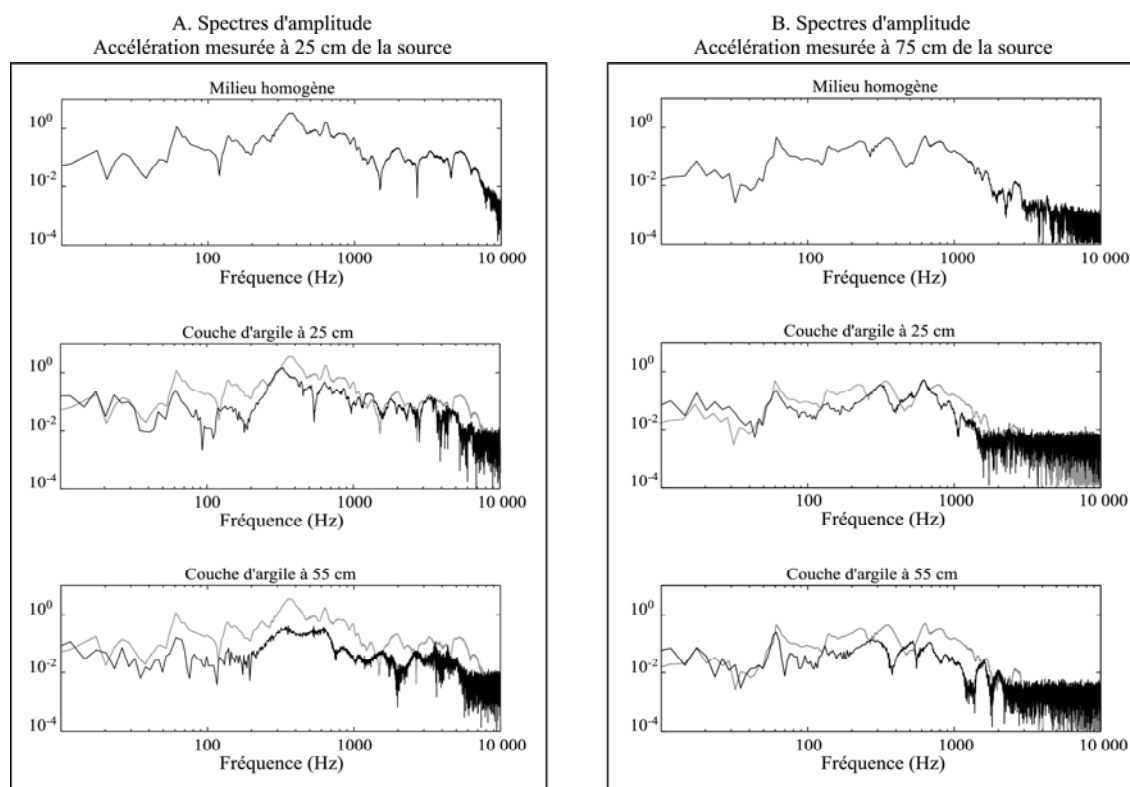


FIG. 5.21 – Spectres des enregistrements sismiques mesurés en deux points de la colonne : à gauche lorsque l'accéléromètre est situé à 25 cm de la source, à droite lorsqu'il est placé à 75 cm. Le spectre calculé en milieu homogène (en haut) est rappelé en grisé pour comparaison dans le milieu contenant une couche d'argile à 25 cm (au milieu) et à 55 cm de la source (en bas)

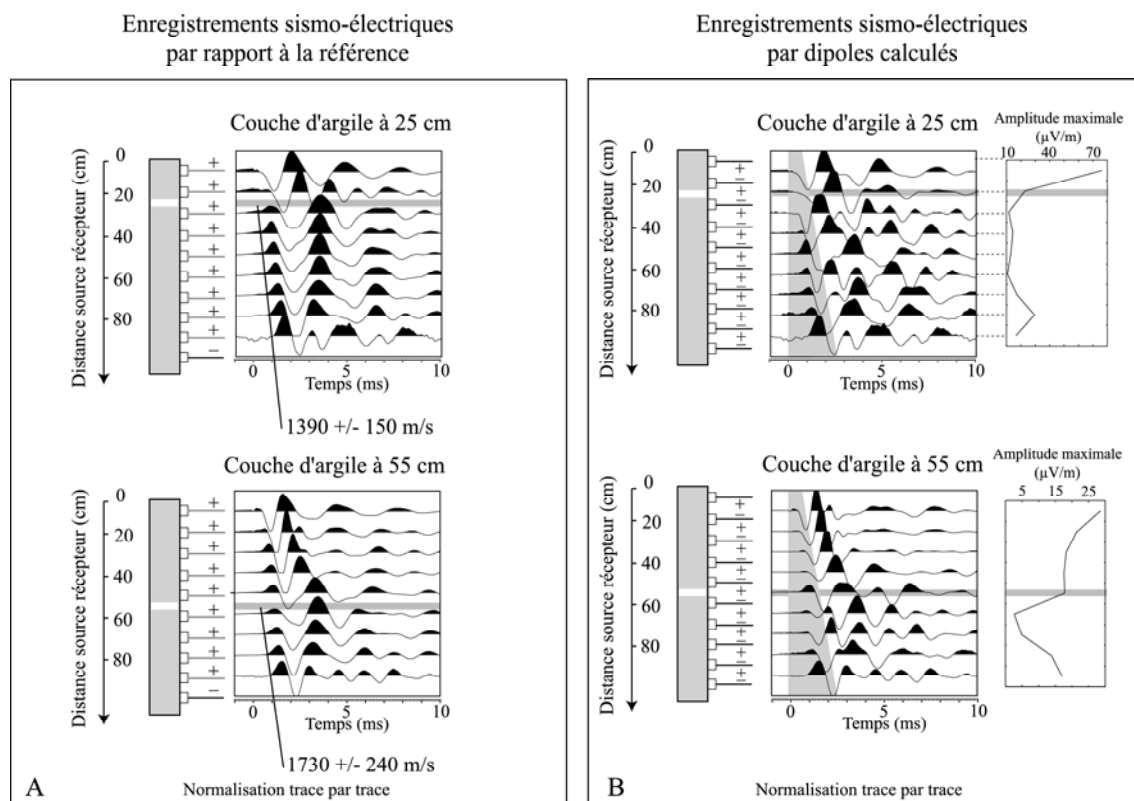


FIG. 5.22 – Champ sismo-électrique observé lorsque le milieu contient une couche d'argile à 25 cm (en haut) ou à 55 cm. A. Mesure par rapport à l'électrode de référence, B. dipôles calculés

de la vitesse des ondes sismiques. Cette observation va à l'encontre des mesures de vitesses réalisées au paragraphe précédent. Dans les deux expériences décrites ici, et contrairement au milieu homogène, les mesures sismiques et sismo-électriques ont été réalisées simultanément. Une différence due à des défauts de répétitivité n'est donc pas possible. En revanche, les mesures accélérométriques étant réalisées en dehors du milieu, il est tout à fait possible que les premières arrivées pointées sur les mesures sismiques et électriques soient légèrement différentes. Ces différences pourraient être dues, par exemple, à des défauts de transmission de l'énergie au travers de la paroi de Plexiglass.

### Forme d'onde et amplitude

La représentation du champ sismo-électrique par dipôles calculés montre que celui ci est très fortement perturbé par la présence d'une couche d'argile (figure 5.22B). En particulier, le champ d'onde transmis dans la partie située au dessous de l'argile prend un aspect chaotique qui ne permet plus de visualiser la propagation en dehors de la première arrivée. Cette modification du champ sismo-électrique se retrouve également en terme d'amplitude. Le passage des ondes du milieu situé au-dessus de l'argile au milieu situé au-dessous semble en effet s'accompagner d'une perte d'amplitude importante lorsque l'argile est placée à 55 cm. Par ailleurs, l'onde transmise dans la partie "en charge" peut sembler plus basse fréquence que l'onde incidente. Il paraît donc particulièrement intéressant de chercher à voir précisément le contenu fréquentiel du champ sismo-électrique, en amont et en aval de la couche d'argile.

### Contenu fréquentiel

La représentation des spectres d'amplitude pour le champ sismo-électrique permet d'en discuter le contenu fréquentiel, de la même manière que pour les enregistrements sismiques. On représente ici aussi les spectres du champ sismo-électrique enregistré à 25 et 75 cm de la source pour le milieu homogène ou contenant une couche d'argile à 25 ou 75 cm. La représentation de ces spectres montre ici une très nette perte d'énergie suite à l'introduction d'une couche d'argile, quelle que soit sa position.

Cette perte d'énergie s'accompagne pour le champ sismo-électrique d'un effet de filtrage des hautes fréquences. Cet effet de filtre passe-bas est visible aussi bien lorsque la couche d'argile est située à 25 ou à 55 cm de la source. Il semble aussi bien mesurable en haut de

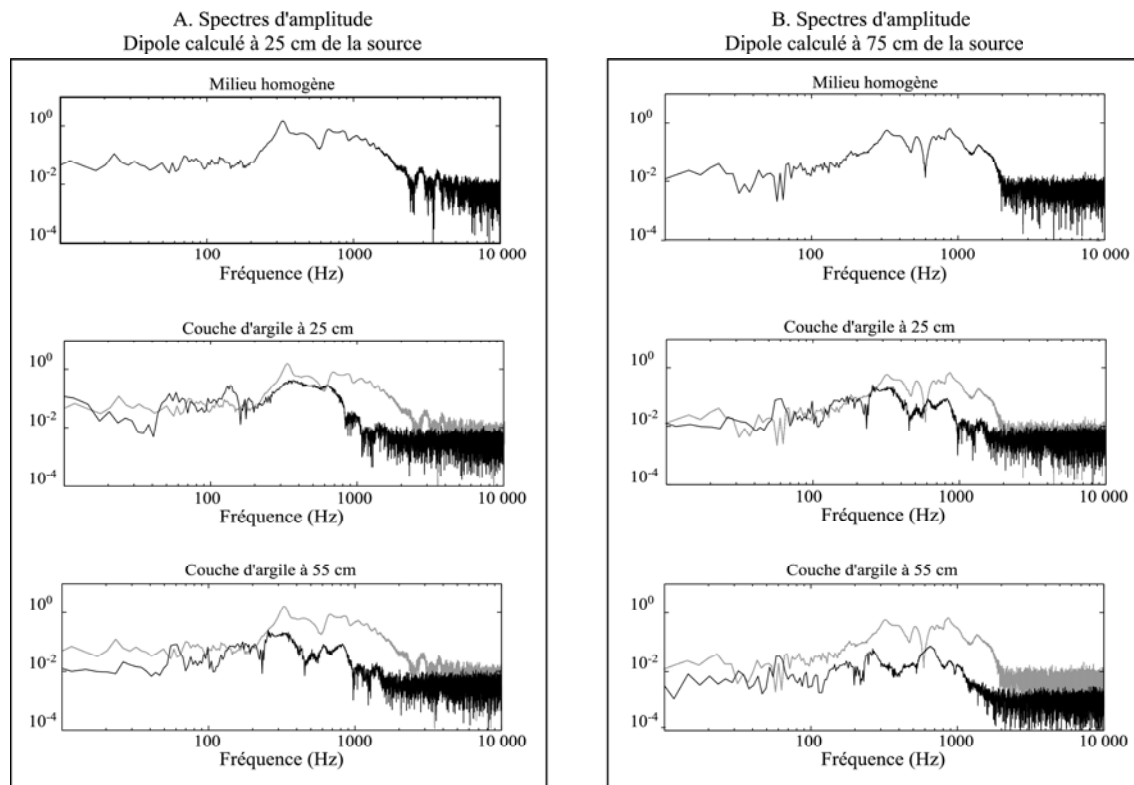


FIG. 5.23 – Spectres des enregistrements électriques mesurés en deux points de la colonne : à gauche pour le dipôle situé à 25 cm de la source, à droite lorsqu'il est placé à 75 cm. Le spectre calculé en milieu homogène (en haut) est rappelé en grisé pour comparaison dans le milieu contenant une couche d'argile à 25 cm (au milieu) et à 55 cm de la source (en bas)

la colonne (dipôle à 25 cm) qu'en bas (dipôle à 75 cm). En prenant pour exemple le spectre du dipôle situé à 25 cm de la source, on remarque que cet effet de filtre est si efficace que toutes les fréquences situées au delà de 700 Hz sont très fortement atténuées.

La coupure des hautes fréquences observées sur le champ sismo-électrique peut également être observée dans le domaine temporel. La comparaison des signaux sismo-électriques enregistrés par rapport à la référence en milieu homogène ou stratifié est présentée en figure 5.24. La transmission exclusive des basses fréquences à la zone en aval de la couche d'argile est très nette dans les données brutes, au point que le champ d'onde semble être transmis à des vitesses infinies. En réalité, cette apparence de vitesse infinie est due au fait que le mode quasi-statique est dominant dans la partie située sous l'argile.

Ainsi, on observe dans nos données une augmentation de la vitesse de propagation, une diminution des amplitudes ainsi que l'atténuation des hautes fréquences du champ électrique cosismique. Ces observations nous donnent des arguments forts permettant de supposer une augmentation du taux de saturation. Aussi, il est raisonnable de s'attendre à un taux de saturation de l'ordre de 80 à 100% dans la partie située en-dessous de la couche d'argile.

### 5.7.3 Amplitude des fonctions de transfert du champ électrique

Comme pour le milieu homogène, on peut estimer l'amplitude des fonctions de transfert en calculant les rapports d'amplitude d'un événement commun entre le champ électrique et l'accélération. L'estimation des amplitudes maximales est réalisée dans une fenêtre temporelle identique à celle utilisée en milieu homogène (figure 5.22). Comme pour le milieu homogène, le rapport des amplitudes obtenu pour le milieu stratifié n'est pas constant (figure 5.25) mais il est difficile de dégager une tendance commune. Une analyse plus complète du comportement des rapports d'amplitude nécessiterait la réalisation d'un plus grand nombre d'expériences. En particulier, le positionnement de la couche d'argile en surface de l'échantillon permettrait d'obtenir un milieu homogène très saturé qui serait directement comparable aux données du paragraphe 5.6.

## 5.8 Conclusion

Les précautions prises pour la réalisation du dispositif de mesure des couplages sismo-électromagnétiques en laboratoire à bas bruit se sont avérées tout à fait efficaces. L'absence

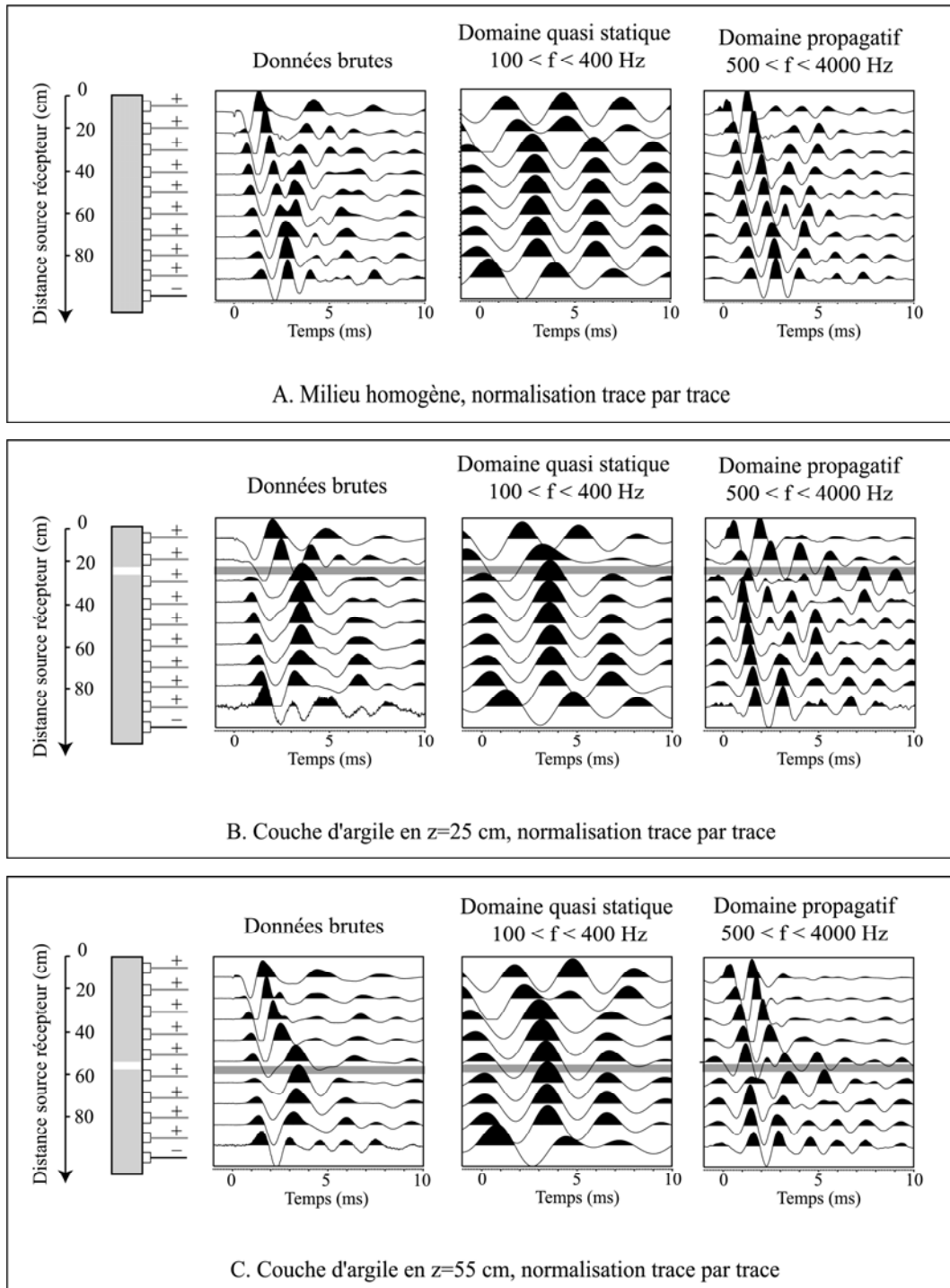


FIG. 5.24 – Enregistrements sismo-électriques par rapport à l'électrode de référence en milieu homogène ou stratifié. L'effet de filtrage basse fréquence est visible dans le domaine temporel

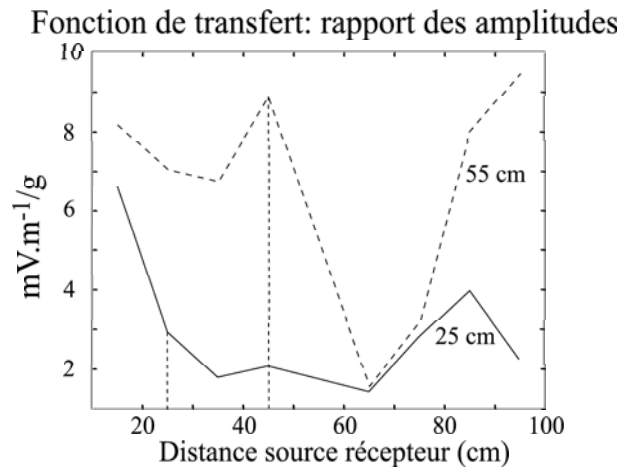


FIG. 5.25 – Amplitude des fonctions de transfert entre champ électrique et accélération en fonction de la profondeur lorsque le milieu contient une couche d’argile à 25 ou 55 cm de la source.

de parasites ambiants ou générés par le dispositif expérimental a pu être vérifiée en réalisant des mesures sur sable sec. La qualité exceptionnelle de l’environnement de travail assure un excellent rapport signal sur bruit et nous évite d’avoir recours à des filtres numériques ou analogiques. L’enregistrement de la réponse sur sable sec nous permet également d’affirmer que les signaux sismo-électriques et sismo-magnétiques mesurés sur sable humide sont bien d’origine électrocinétique.

L’enregistrement des champs sismiques et sismo-électromagnétiques en différents points de la colonne nous a permis d’observer la propagation des phénomènes le long de l’échantillon. L’estimation des temps d’arrivée sur les enregistrements permet de montrer que les vitesses des champs sismiques et électriques sont d’environ 1250 m/s. La vitesse du champ sismo-magnétique a été quant à elle mesurée à 800 m/s. Cette différenciation des vitesses confirme le couplage du champ sismo-électrique avec la partie la plus rapide du champ sismique qui peut être due soit aux ondes  $P$  soit aux ondes d’extension. Le couplage du champ sismo-magnétique avec la composante rotationnelle du champ sismique (ondes  $S$ ) prévu par la théorie de Pride (1994) semble enfin confirmé par la mesure expérimentale.

Deux hypothèses, basées sur l’orientation du champ magnétique mesuré, ont été formulées concernant l’amplitude du champ sismo-magnétique. Celui-ci peut être soit orienté sur la composante radiale et d’amplitude très faible (environ 0.35 pT/g), soit sur la composante tangentielle et d’amplitude plus forte (environ 0.35 nT/g). Toutefois, conformément



aux développements théoriques proposés au chapitre 4, l'hypothèse d'un champ tangentiel semble plus probable. Des mesures complémentaires, utilisant un magnétomètre mesurant les trois composantes, devraient permettre de départager ces deux possibilités. Dans le cas où l'hypothèse du champ tangentiel l'emporterait, les amplitudes mesurées pourraient bien ouvrir la voie à des mesures de terrain. En effet il est possible d'envisager la mesure d'amplitudes magnétiques de l'ordre du dixième de nanoTesla dans des environnements calmes situés suffisamment loin d'activités humaines.

L'origine électrocinétique des champs étant prouvée, nous avons réalisé une série de tests, qui nous ont permis d'améliorer notre dispositif, mais qui donnent également des éléments intéressants sur les procédures d'instrumentation sismo-électriques. Nous avons ainsi pu montrer par la mesure que l'utilisation d'électrodes non polarisables est inutile dans le cadre des mesures sismo-électriques en laboratoire et probablement sur le terrain. L'hypothèse de réversibilité du champ sismo-électrique de part et d'autre de la source sismique a également pu être vérifiée. Enfin, nous proposons une nouvelle géométrie d'acquisition qui permet d'améliorer l'échantillonnage spatial sur une antenne d'électrodes, tout en permettant de retrouver par calcul le champ enregistré sur des dipôles à espacement constant.

L'accès à des données sismiques et électromagnétiques sur un même dispositif nous a permis de calculer les rapports d'amplitude entre les deux types de champs et d'obtenir une première approche de la fonction de transfert. Ce rapport, calculé pour le champ électrique le long de la colonne nous a montré une tendance à l'augmentation d'un facteur 2.5 visible sur deux expériences distinctes. En comparant ces résultats avec ceux de Guichet *et al.* (2003), l'hypothèse d'une augmentation du couplage électrocinétique pourrait correspondre à un passage du taux de saturation de 60% en haut de l'échantillon à 80% au fond de la colonne. Cet ordre de grandeur serait compatible avec nos observations de vitesses sismiques qui ne montrent pas de différence significative entre les milieux sec et humide (Knight et Nolen-Hoeksema, 1990).

L'introduction d'une couche d'argile à deux hauteurs différentes se traduit par une augmentation de la teneur en eau due à un effet de mise en charge. Cette augmentation du taux de saturation n'est pas visible sur les enregistrements sismiques obtenus grâce aux accéléromètres fixés sur le Plexiglas. En revanche, une augmentation de la vitesse de propagation, une perte d'amplitude ainsi qu'un effet de filtrage passe-bas sont bien visibles dans les mesures de champ sismo-électrique. Celui-ci étant d'origine cosismique, ces observations

nous donnent des arguments pour affirmer que le taux de saturation dans la partie en charge doit être de l'ordre de 80 à 100%. Le rapport d'amplitude entre champ électrique et accélération en fonction de la profondeur n'est pas constant. Des conclusions plus approfondies nécessiteraient la réalisation de nombreuses autres expériences.

La démarche adoptée ici pour aborder la question des fonctions de transfert pourrait être sensiblement améliorée par la prise en compte de la totalité des champs d'ondes. La comparaison des moyennes quadratiques ou des autocorrélations permettrait par exemple de prendre en compte l'énergie moyenne des signaux au lieu de ne considérer que l'amplitude d'un seul événement. La relation de proportionnalité entre champs d'onde sismique et électromagnétique pourrait également être vérifiée en terme de contenu fréquentiel : le rapport des spectres permettrait de vérifier que la fonction de transfert ne dépend pas de la fréquence.

Les résultats obtenus sur ce dispositif de mesures sismo-électromagnétiques posent de nombreuses questions qui restent sans réponse à l'issue de ce travail. Quelle serait la justification théorique d'une dépendance des amplitudes sismo-électromagnétiques en fonction du taux de saturation ? En particulier, que se passe-t-il à des taux de saturation très faibles ? Les conditions aux limites cylindriques jouent-elles sur les amplitudes ? Comment expliquer les variations de formes d'ondes et de contenu spectral observées par comparaison des mesures sismo-électriques au bord ou au centre ? Les réponses qui pourront, à terme, être apportées à ces interrogations passeront par de nouveaux développements théoriques accompagnés, si possibles, de modèles numériques. En particulier, la compréhension des couplages électrocinétiques à saturation partielle pourrait avoir des implications hydrogéophysiques particulièrement intéressantes.



## Chapitre 6

# Conclusion et perspectives

### Un dispositif expérimental unique

La conception minutieuse d'un dispositif expérimental en chambre à bas bruit électromagnétique nous a permis de mesurer les réponses sismo-électriques et sismo-magnétiques d'un sable de Fontainebleau. La comparaison des signaux enregistrés sur milieu sec et humide nous donne un argument fort pour affirmer l'origine électrocinétique des phénomènes. La source sismique à air comprimé, spécialement conçue pour ces expériences, ne génère pas de perturbations sismiques, électriques ou magnétiques. Grâce à son très large spectre, elle permet d'éclairer à la fois le domaine très basse fréquence (quasi-statique) mais également des fréquences plus élevées pour lesquelles on observe très clairement une propagation sismique. Nous avons montré que l'utilisation d'électrodes non polarisables a peu d'importance pour des mesures de couplages sismo-électriques transitoires. Nous avons utilisé une géométrie d'acquisition originale qui permet d'améliorer l'échantillonnage spatial tout en limitant le nombre d'électrodes.

En plaçant un accéléromètre sur le support des magnétomètres, nous avons montré que des vibrations infimes peuvent induire l'enregistrement d'un champ magnétique transitoire très fort. Cette observation montre la difficulté rencontrée pour la mesure de couplages sismo-magnétiques naturels (séisme) ou provoqués (sismique). Afin d'éviter toute mauvaise interprétation, ce champ perturbateur doit être éliminé en isolant le capteur des vibrations du sol. Sans cette précaution, la nature du champ magnétique mesuré ne pourra jamais être affirmée avec certitude.

### Des mesures sismo-électromagnétiques inédites

Les expériences proposées ici portent essentiellement sur la mesure de champ sismo-électromagnétiques cosismiques, c'est à dire qui accompagnent la propagation sismique. La mesure du champ sismo-magnétique constitue en soit une observation tout à fait inédite. La comparaison avec les signaux sismo-électriques nous permet par ailleurs de vérifier qu'ils sont conformes à la théorie de Pride (1994). Le pointé des premières arrivées sismiques et sismo-électriques donne des vitesses apparentes aux environs de 1250 m/s. En revanche, la mesure de vitesse du champ sismo-magnétique donne une valeur beaucoup plus faible de 800 m/s ce qui semble montrer que les champs électriques et magnétiques ne sont pas convertis à partir du même mode propagation.

Nous avons montré théoriquement que, dans un cylindre, les ondes se propagent sous la forme d'ondes  $P$ ,  $S$ , d'extension et de flexion. Les modes de flexion étant très atténués à basse fréquence, il est peu probable que nous puissions les observer. Par ailleurs, nous avons montré que, lorsque la saturation n'est que partielle, la vitesse de propagation des modes d'extension est très proche de celle des ondes  $P$ . Cette vitesse a été estimée pour un sable légèrement compacté à 1300 m/s. Les premières arrivées mesurées peuvent donc indifféremment être dues aux ondes  $P$  ou à l'extension. Le front d'onde se propageant à 800 m/s serait finalement dû aux ondes  $S$ .

L'accès sur une même expérience aux champs d'ondes sismiques et électromagnétiques nous a permis d'aborder partiellement la question des fonctions de transfert en calculant les rapports d'amplitudes pour un événement commun. La comparaison des rapports d'amplitude entre champ électrique et accélération sur deux expériences montre une augmentation d'un facteur 2 à 2.5 entre les récepteurs situés en haut de la colonne et ceux situés en bas. Par ailleurs, nous avons montré qu'il est probable que le taux de saturation obtenu pour le milieu homogène ne dépasse pas la fourchette de 60 à 80% en raison de la méthode de mise à saturation. L'augmentation d'amplitude de la fonction de transfert pourrait être liée à une variation du couplage électrocinétique. En effet les travaux de Guichet *et al.* (2003). montrent une augmentation du couplage électrocinétique d'un facteur 2 lors du passage de 60 à 80% du taux de saturation dans un sable de Fontainebleau.

L'introduction d'une couche d'argile dans l'échantillon nous place dans une situation de nappe en charge pour laquelle le taux de saturation doit normalement être supérieur à 80%. Cette augmentation de la teneur en eau est confirmée par l'augmentation de la vitesse du

champ électrique cosismique dans la zone en charge. Dans ce cas, l'atténuation des hautes fréquences devient très importante et le signal sismo-électrique dans la zone très saturée est dominé par les basses fréquences.

L'observation du champ sismo-électrique généré tout au long de la mise à saturation nous donne par ailleurs une observation tout à fait inédite de conversions sismo-électriques à très faible taux de saturation. Lorsque l'électrode de mesure se trouve en zone de capillarité, un signal sismo-électrique apparaît aussitôt. L'apparition d'un couplage électrocinétique s'accompagne d'une anomalie tout à fait remarquable et inattendu : l'amplitude observée en domaine quasi-statique passe par un maximum qui ne sera plus jamais atteint, même à saturation maximale. La théorie des couplages électrocinétiques n'étant pas encore pour le moment connue en milieu partiellement saturé, cette anomalie n'a pas pu être interprétée.

### **De la nécessité d'une meilleure instrumentation**

Le dispositif proposé ici doit être considéré comme un prototype qui permettra d'aborder la conception de nouvelles expériences optimisées. En particulier, les questions encore sans réponses concernant l'orientation exacte des champs sismiques et électromagnétiques montrent la nécessité d'enregistrer toutes les composantes. La mesure de la composante sismique radiale, si possible à l'intérieur de l'échantillon, permettrait de confirmer la forme des déplacements prévus par la théorie. Une mesure tangentielle permettrait également de confirmer ou d'infirmer l'existence des ondes de flexion et, le cas échéant, d'en estimer la vitesse de propagation. Les mesures électriques seraient en revanche beaucoup plus complexes à réaliser sur les composantes radiales et tangentielles et n'apporteraient guère plus d'information qu'une mesure sismique.

Cette extension des mesures aux autres composantes prend une importance toute particulière pour les mesures magnétiques. En effet, les magnétomètres utilisés sont très sensibles au champ magnétique radial ( $1 \text{ V/nT}$ ), mais peuvent également mesurer un champ magnétique tangentiel plus fort ( $1 \text{ mV/nT}$ ). Il n'est malheureusement pas possible avec ce type d'instrument d'identifier parfaitement l'orientation du champ, donc d'en donner l'amplitude exacte. L'identification rigoureuse de l'amplitude du champ sismo-magnétique nécessite de toute évidence la réalisation de nouvelles expériences, soit à l'aide de magnétomètres tri-axiaux, soit en utilisant un magnétomètre tangentiel.

La configuration de l'excitation sismique et le calcul des champs électromagnétiques as-

sociés laissent cependant présager une orientation tangentielle du champ sismo-magnétique. Dans ce cas, les amplitudes mesurées seraient de l'ordre de 0.35 nT pour une source sismique normalisée à 1 g. Ces amplitudes raisonnables mais assez élevées permettraient d'envisager la réalisation d'expériences de terrain, en particulier dans des configurations cylindriques comme les puits de forage.

### **Des développements analytiques et numériques pour la compréhension des formes d'ondes**

La compréhension fine des formes d'ondes et des amplitudes nécessiterait également des développements analytiques et numériques. Le calcul des fonctions de transfert en géométrie cylindrique pourrait nous donner des arguments supplémentaires pour interpréter les mesures sismo-magnétiques. Par ailleurs, une modélisation complète des champs d'ondes sismiques et électromagnétiques permettrait de comprendre la forme des signaux enregistrés. Ce modèle devra prendre en compte les conditions aux limites de l'échantillon et en particulier les effets de la surface cylindrique libre et de la réflexion au fond du tube de Plexiglass. Ce travail pourra s'accompagner de la résolution de la vitesse de phase des ondes d'extension et de flexion dans notre milieu. Il permettrait de montrer si les ondes de flexion sont effectivement très atténuées à basses fréquences en prenant compte des caractéristiques mécaniques du milieu. De tels développements numériques pourraient également nous aider à comprendre le contenu très basses fréquences des signaux sismo-électriques mesurés au centre de la colonne.

### **Un laboratoire idéal pour l'exploration des effets sismo-électromagnétiques**

Grâce à l'environnement exceptionnel du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel, nous avons pu montrer que les signaux sismo-magnétiques étaient mesurables, au moins dans d'excellentes conditions de bruit électromagnétique. Les mesures de couplages sismo-magnétiques sont très délicates à mettre en oeuvre et la poursuite de ce type d'étude nécessitera peut-être, dans un premier temps, de poursuivre ces expériences dans un environnement très protégé. Il serait particulièrement intéressant de prévoir la conception d'un nouveau dispositif à géométrie cylindrique mais sous la forme d'un puits de forage. L'utilisation d'un magnétomètre tangentiel permettra d'accéder aux amplitudes qu'il serait raisonnable d'espérer dans ce type d'installation. Cette expérience devra être menée dans un premier temps

en l'absence de fluide dans le forage pour éviter la vibration du magnétomètre. Une réflexion pourra alors être menée sur la faisabilité de telles mesures sur le terrain et en particulier sur la conception d'un outil permettant de réaliser des enregistrements fiables.





## Annexe A

### Notations

Symbole	Signification	Expression donnée à l'équation :
$\alpha_t$	Tortuosité	2.2
$\Delta$	Coefficient $\Delta$	2.43
$\epsilon_{rT}$	Constante diélectrique du milieu poreux	2.10
$\epsilon_{rf}$	Constante diélectrique du fluide	
$\epsilon_{rs}$	Constante diélectrique du solide	
$\epsilon_0$	Constante diélectrique du vide	$\epsilon_0 = 8,85418782.10^{-12}$
$\tilde{\epsilon}$	Permittivité effective (Pride)	2.64
$\phi$	Porosité	2.1
$\gamma_{11}$	1er coefficient dynamique de Biot	2.25
$\gamma_{22}$	2eme coefficient dynamique de Biot	2.25
$\gamma_{12}$	3eme coefficient dynamique de Biot	2.25
$\eta$	Viscosité du fluide	
$\kappa_0$	Perméabilité intrinsèque	2.8
$\kappa(\omega)$	Perméabilité dynamique	2.52
$\Lambda$	Paramètre de géométrie $\Lambda$	2.49

Symbole	Signification	Expression donnée à l'équation :
$\rho$	Densité totale	2.3
$\rho_f$	Densité du fluide	
$\rho_s$	Densité du solide	
$\rho_{11}$	1er paramètre de masse de Biot	2.15
$\rho_{12}$	2eme paramètre de masse de Biot	2.15
$\rho_{22}$	3eme paramètre de masse de Biot	2.15
$\rho_t$	Densité complexe	2.62
$\tilde{\rho}$	Densité effective	2.63
$\sigma_f$	Conductivité électrique du fluide	
$\sigma(\omega)$	Conductivité effective (Pride)	2.51
$\sigma_{11}$	Coefficient élastique de Biot	2.24
$\sigma_{12}$	Coefficient élastique de Biot	2.24
$\sigma_{22}$	Coefficient élastique de Biot	2.24
$\tau_B$	Tenseur des contraintes dans le milieu	2.35
$\tau_f$	Tenseur des contraintes dans le fluide	
$\tau_s$	Tenseur des contraintes dans le solide	
$\omega$	Fréquence angulaire	
$\omega_c$	Fréquence caractéristique (Pride)	2.34
$\zeta$	Potentiel Zeta	figure 2.2
$b(c)$	Coefficient de dissipation	2.23 et 2.30
<b>B</b>	Densité de champ magnétique	
$C$	Coefficient élastique (Pride)	2.41
$C_{ek}$	Coefficient d'électrofiltration	2.11
$C_0$	Concentration en ions	
$d$	Epaisseur de la couche diffuse	2.48
<b>D</b>	Déplacement diélectrique	
<b>E</b>	Champ sismo-électrique	

Symbole	Signification	Expression donnée à l'équation :
$f$	Fréquence	
$f_c$	Fréquence de relaxation de Biot	2.22
$G_{fr}$	Module de cisaillement du squelette	
$H$	Module élastique de Biot	$P + R + 2Q$
$\mathbf{H}$	Champ sismo-magnétique	
$\mathbf{J}$	Densité de courant	2.44
$K_G$	Coefficient élastique de Gassmann	2.40
$K_f$	Module d'incompressibilité du fluide	
$K_{fr}$	Module d'incompressibilité du squelette	
$K_s$	Module d'incompressibilité du solide	
$L(\omega)$	Couplage électrocinétique (Pride)	2.46
$L_0$	Couplage électrocinétique à fréquence nulle	2.50
$M$	Coefficient élastique (Pride)	2.42
$p$	Pression intersticielle	2.39
$P$	Module élastique de Biot	2.17
$Q$	Module élastique de Biot	2.18
$R$	Module élastique de Biot	2.19
$S_e$	Taux de saturation effectif	2.12
$S_w$	Taux de saturation	
$S_{w0}$	Saturation minimale permettant un flux d'eau	
$\mathbf{u}_s$	Vecteur déplacement du solide	
$\mathbf{u}_f$	Vecteur déplacement du fluide	
$V_{Pf}$	Vitesse de phase des ondes P rapides	
$V_{Ps}$	Vitesse de phase des ondes P lentes	
$V_S$	Vitesse de phase des ondes S	
$V_{EM}$	Vitesse de phase des ondes électro-osmotiques	
$\mathbf{w}$	Mouvement relatif pore/fluide	2.36



# Bibliographie

- M. ABRAMOWITZ et I. STEGUN : *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical table*. Dover Publications Inc., New York, 1970.
- J. D. ACHENBACH : *Wave propagation in elastic solids*. Elsevier Science Publication, Amsterdam, 1984.
- A. W. ADAMSON : *Physical chemistry of surfaces*. John Wiley and Sons Inc., New York, 1997.
- O. A. AGEEVA, B. S. SVETOV, G. Kh. SHERMAN et V. SHIPULIN : E-effect in rocks. *Russian Geology and Geophysics*, 64:1349–1356, 1999.
- J. G. BERRYMAN : Single-scattering approximations for coefficients in biot's equations of poroelasticity. *J. Acoust. Soc. Am.*, 91(2):551–571, 1992.
- M. A. BIOT : Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid : I. low frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28(2):168–178, March 1956a.
- M. A. BIOT : Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid : II. high frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28(2):178–191, March 1956b.
- M. A. BIOT : Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *J. Appl. Phys.*, 34(1):36–40, January 1962.
- M. BOUCHON : A simple method to calculate green's functions for elastic layered media. *Bulletin of the Seismological society of America*, 71:959–971, 1981.
- K. E. BUTLER et R. D. RUSSELL : Substraction of powerline harmonics from geophysical records. *Geophysics*, 58:898–903, 1993.

- T. CADORET, D. MARION et B. ZINSZNER : Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones. *J. Geophys. Res.*, 100(B6):9789–9803, June 1995.
- E. CARRARA, A. MAZZACA, R. PECE, N. ROBERTI et T. VANORIO : Evaluation of porosity and saturation degree by laboratory joint measurement of velocity and resistivity : a model improvement. *Pure and Applied Geophysics*, (154):211–255, 1999.
- D. L. CHAPMAN : *Philos. Mag.*, 6(25), 1913.
- E. CHARLAIX, A. P. KUSHNICK et J.P. STOKES : Experimental study of dynamic permeability in porous media. *Phys. Rev. Lett.*, 61(14):1595–1598, October 1988.
- G. Ya. CHERNYAK : Direct and inverse seismoelectric effects in sedimentary rocks under sinusoidal excitation. *Earth Physics*, 7:117–121, 1975.
- G. Ya. CHERNYAK : The physical nature of the seismoelectric effect in rocks. *Earth Physics*, 2:108–112, 1976.
- R. F. CORWIN et H. F. MORRISON : Self potential variations preceding earthquakes in central california. *Geophys. Res. Lett.*, 4(4):171–174, April 1977.
- C. DANO : *Comportement mecanique des sols injectés*. Thèse de l'Université de Nantes, 2001.
- M. DARNET, G. MARQUIS et P. SAILHAC : Estimating aquifer hydraulic properties from the inversion of surface streaming potential (sp) anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, 1679(30), 2003.
- S. N. DOMENICO : Effect of brine-gas mixture on velocity in an unconsolidated sand reservoir. *Geophysics*, 41:882–894, 1976.
- K-J. DUNN : Acoustic attenuation in fluid-saturated porous cylinders at low frequencies. *J. Acoust. Soc. Am.*, 79(6):1709, June 1986.
- A. FINIZOLA, J-F. LENAT, O. MACEDO, D. RAMOS, J-C THOURET et F. SORTINO : Fluid circulation and structural discontinuities inside misti volcano (peru) inferred from self-potential measurements. *J. Volc. Geotherm. Res.*, 135(4):343–360, August 2004.

- A. FINIZOLA, F. SORTINO, J-F. LENAT et M. AUBERT : The summit hydrothermal system of stromboli, new insights from self-potential temperature, CO<sub>2</sub> and fumarolic fluid measurements, with structural and monitoring implications. *Bulletin of Volcanology*, (65):486–504, 2003.
- J. FRENKEL : On the theory of seismic and electroseismic phenomena in a moist soil. *J. Phys.*, 8(4):230–241, 1944.
- S. GAFFET, Y. GUGLIELMI, J. VIRIEUX, G. WAYSAND, A. CHWALA, R. STOLZ, C. EMBLANCH, M. AUGUSTE, D. BOYER et A. CAVAILLOU : Simultaneous seismic and magnetic measurements in the low-noise underground laboratory (lsbb) of rustrel, france, during the 2001 january 26 indian earthquake. *Geophys. J. Int.*, 155:981–990, November 2003.
- S. GARAMBOIS : *Etudes expérimentales et théoriques des conversions d'ondes sismo-électriques dans les milieux poreux superficiels*. Thèse de l'Université Joseph Fourier - GRENOBLE 1, 1999.
- S. GARAMBOIS et M. DIETRICH : Seismoelectric wave conversions in porous media : Field measurements and transfer function analysis. *Geophysics*, 66:1417–1430, 2001.
- S. GARAMBOIS et M. DIETRICH : Full waveform numerical simulations of seismoelectromagnetic wave conversions in fluid-saturated stratified porous media. *J. Geophys. Res.*, 107 (B7), 2002.
- S. GARAMBOIS, P. SENECHAL et H. PERROUD : On the use of combined geophysical methods to access water content and water conductivity of near surface formations. *Journal of Hydrology*, (259):32–48, 2002.
- G. H. F. GARDNER : Extensional waves in fluid-saturated porous cylinders. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34(1):36–40, January 1962.
- G. H. F. GARDNER, M. R. J. WYLLIE et D. M. DROSHAK : Effects of of pressure and fluid saturation on the attenuation of elastic waves in sands. *Jour. of Pet. Tech.*, (16):189–198, 1964.
- F. GASSMANN : Über die elastizität poröser medien. *Vier. der Natur. Gesellschaft in Zürich*, 96:1–23, 1951.



- J. GEERTSMA et D. C. SMIT : Some aspects of elastic wave propagation in fluid saturated porous solids. *Geophysics*, 26:169–181, 1961.
- D. GIBERT et M. PESSEL : Identification of sources of potential fields with the continuous wavelet transform : Application to self-potential profiles. *Geophys. Res. Lett.*, 28:1863–1866, 2001.
- G. GOUY : *J. Phys. Radium*, (9), 1910.
- K. F. GRAFF : *Wave motion in elastic solids*. Dover Publications, New York, 1991.
- Y. GUEGUEN et V. PALCIAUSKAS : *Introduction à la physique des roches*. Hermann, Paris, 1992.
- X. GUICHET, L. JOUNIAUX et J-P. POZZI : Streaming potential of a sand column in partial saturation conditions. *J. Geophys. Res.*, 108(B3), 2003.
- M. W. HAARTSEN, W. DONG et M. N. TOKSÖZ : Dynamic streaming currents from seismic point sources in homogeneous poroelastic media. *Geophys. J. Int.*, 132:256–274, 1998.
- M. W. HAARTSEN et S. PRIDE : Electrostatic waves from point sources in layered media. *J. Geophys. Res.*, 102:24,745–24,769, 1997.
- H. HU et K. WANG : Simulation of an acoustically induced electromagnetic field in a borehole embedded in a porous formation. *Borehole Acoustics and Logging Reservoir Delineation consortis, Annual Report*, pages 13–1 – 13–20, 2000.
- C. W. HUNT et M. H. WORTHINGTON : Borehole elektrokinetic responses in fracture dominated hydraulically conductive zones. *Geophys. Res. Lett.*, 2000.
- T. ISHIDO : Electrokinetic mechanism for the w-shaped self-potential profile on volcanoes. *Geophys. Res. Lett.*, (31), 2004.
- T. ISHIDO et H. MIZUTANI : Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock water systems and its applications to geophysics. *J. Geophys. Res.*, 86:1763–1775, 1981.
- A. G. IVANOV : Seismic-electric effect of second kind. *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Geog. Geophys.*, 5:699–726, 1940.

- D. L. JOHNSON, D. L. HEMMICK et H. KOJIMA : Probing porous media with first and second sound, 1. dynamic permeability. *J. Appl. Phys.*, 76(1):104–114, July 1994.
- D. L. JOHNSON, J. KOPLIK et R. DASHEN : Theory of dynamic permeability in fluid saturated porous media. *J. Fluid. Mech.*, 176:379–402, 1987.
- D. L. JOHNSON et T. J. PLONA : Acoustic slow waves and the consolidation transition. *J. Acoust. Soc. Am.*, 72:556–565, 1982.
- L. JOUNIAUX : *Effets électriques et magnétiques liés aux circulations de fluides dans les roches sous contraintes*. Université PARIS 6, Thèse de Doctorat, 1994.
- L. JOUNIAUX, M.-L. BERNARD, M. ZAMORA et J.-P. POZZI : Streaming potential in volcanic rocks from mount peleé. *J. Geophys. Res.*, 105:8391–8401, 2000.
- L. JOUNIAUX, S. LALLEMANT et J.P. POZZI : Changes in the permeability, streaming potential and resistivity of a claystone from the nankai prism under stress. *Geophys. Res. Lett.*, 21:149–152, 1994.
- L. JOUNIAUX et J.-P. POZZI : Permeability dependance of streaming potential in rocks for various fluid conductivity. *Geophys. Res. Lett.*, 22:485–488, 1995a.
- L. JOUNIAUX et J.-P. POZZI : Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress : consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 100:10,197–10–209, 1995b.
- L. JOUNIAUX et J.-P. POZZI : Laboratory measurements anomalous 0.1-0.5 hz streaming potential under geochemical changes : Implications for electrotelluric precursors to earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 102:15,335–15,343, 1997.
- G. V. KELLER : Rock and mineral properties. *Electromagnetic methods in applied Geophysics*, 1:13–51, 1987.
- B. L. N. KENNETT, N. J. KERRY et J. H. WOODHOUSE : Symmetries in the reflection and the transmission of elastic waves. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 52:215–229, 1979.
- R. KNIGHT et R. NOLEN-HOEKSEMA : A laboratory study of the dependence of elastic wave velocities on pore scale fluid distribution. *Geophys. Res. Lett.*, (17):1529–1532, 1990.

- J-F. LENAT, D. FITTERMAN, D. B. JACKSON et P. LABAZUY : Geoelectrical structure of the central zone of piton de la fournaise volcano (reunion). *Bvolc*, 62(2):75–89, June 2000.
- L. T. LONG et W. K. RIVERS : Field measurement of the electroseismic response. *Geophysics*, 40:233–245, 1975.
- B. LORNE, F. PERRIER et J-P AVOUAC : Streaming potential measurements. 1. properties of the electrical double layer from crushed rock samples. *J. Geophys. Res.*, 104(B8):17.857–17.877, 1999a.
- B. LORNE, F. PERRIER et J-P AVOUAC : Streaming potential measurements. 2. relationship between electrical and hydraulic flow patterns from rocks samples during deformations. *J. Geophys. Res.*, 104(B8):17.857–17.877, 1999b.
- A. MAINEULT, Y. BERNABÉ et P. ACKERER : Electrical response of flow, diffusion and advection in a laboratory sand box. *Vadose Zone J.*, (3):1180–1192, 2004.
- G. MARQUIS, M. DARNET, P. SAILHAC, A. K. SINGH et A. GÉRARD : Surface electric variations induced by deep hydraulic stimulation : an example from the soultz HDR site. *Geophys. Res. Lett.*, (29), 2002.
- S. T. MARTNER et N. R. SPARKS : The electroseismic effect. *Geophysics*, 24(2):297–308, April 1959.
- G. MAVKO et D. JIZBA : Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks. *Geophysics*, 56:1940–1949, 1991.
- G. MAVKO, T. MUKERJI et J. DVORKIN : *The rock physics handbook : Tools for seismic analysis in porous media*. Cambridge University Press, The Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge CB2 1RP, United Kingdom, 1998.
- G. MAVKO et R. NOLEN-HOEKSEMA : Estimating seismic velocities at ultrasonic frequencies in partially saturated rocks. *Geophysics*, 59(2):252–258, February 1994.
- G. MAVKO et A. NUR : Wave attenuation in partially saturated rocks. *Geophysics*, 44(2):161–178, February 1979.
- Z. V. MAZANOVA, N. M. NEYSHTADT et L. N. OSIPOV : Possibilities of seismoelectric methods in search for quartz veins. *Internat. Geology Rev.*, 7(6):970–977, 1965.

- B. G. MIKHAILENKO et O. N. SOBOLEVA : Mathematical modeling of seismomagnetic effects arising in the seismic wave motion in the earth's constant magnetic field. *Appl. Math. Lett.*, 10:47–51, 1997.
- O. V. MIKHAILOV, M. W. HAARTSEN et M. N. TOKSÖZ : Electrostatic investigation of the shallow subsurface : Field measurements and numerical modeling. *Geophysics*, 62:97–105, 1997.
- O. V. MIKHAILOV, J. QUEEN et M. Nafi TOKSÖZ : Using borehole electrostatic measurements to detect and characterize fractured (permeable) zones. *Geophysics*, 65:1098–1112, 2000.
- J. MIYAKOSHI : Anomalous time variation of the self-potential in the fractured zone of an active fault preceding the earthquake occurrence. *J. Geomag. Geoelectr.*, 38:1015–1030, 1986.
- F. D. MORGAN, E. R. WILLIAMS et T. R. MADDEN : Streaming potential properties of westerly granite with applications. *J. Geophys. Res.*, 94(B9):12.449–12.461, September 1989.
- W. MURPHY, A. REISCHER et K. HSU : Modulus decomposition of compressional and shear velocities in sand bodies. *Geophysics*, 58:227–239, 1993.
- V. NAUDET, A. REVIL, J.-Y. BOTTERO et P. BÉGASSAT : Relationship between self-potential (sp) signals and redox conditions in contaminated groundwater. *Geophys. Res. Lett.*, 30(21), 2003.
- J. T. G. OVERBEEK : Electrochemistry of the double layer. *Colloid Science, Irreversible Systems*, edited by H. R. Kruyt, Elsevier, 1:115–193, 1952.
- F. PERRIER et S. R. PANT : Noise reduction in long-term self-potential monitoring with travelling electrode referencing. *Pure and Appl. Geophys.*, 162(1):165–179, January 2005.
- F. E. PERRIER, G. PETIAU, G. CLERC, V. BOGORODSKY, E. ERKUL, L. JOUNIAUX, D. LESMES, J. MAGNAE, J.-M. MEUNIER, D. MORGAN, D. NASCIMENTO, G. OETTINGER, G. SCHWARTZ, H. TOH, M.-J. VALIANT, K. VOZOFF et O. YAZICI-CAKIN : A one-year systematic study of electrodes for long period measurements of the electric field in geophysical environments. *J. Geomag. Geoelectr.*, 49:1677–1696, 1997.

- S. PRIDE : Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media. *Phys. Rev. B*, 50:15678–15695, 1994.
- S. PRIDE et S. GARAMBOIS : The role of biot slow waves in electroseismic wave phenomena. *J. Acoust. Soc. Am.*, 11, 2002.
- S. PRIDE et M. W. HAARTSEN : Electroseismic wave properties. *J. Acoust. Soc. Am.*, 100:1301–1315, 1996.
- S. PRIDE et F. D. MORGAN : Electrokinetic dissipation induced by seismic waves. *Geophysics*, 56(7):914–925, 1991.
- S. R. PRIDE, F. MOREAU et P. GAVRILENKO : Mechanical and electrical response due to fluid-pressure equilibration following an earthquake. *J. Geophys. Res.*, 109:B03302, 2004.
- S. R. PRIDE, F. D. MORGAN et A. F. GANGI : Drag forces of porous-medium acoustics. *Phys. Rev. B*, 58:227–239, 1993.
- J. QUIBLIER : *Propagation des ondes en géophysique et en géotechnique*. Publications de l’Institut Français du Pétrole, Editions Technip, 1997.
- A. REVIL et A. CEREPİ : Streaming potentials in two-phase flow conditions. *Geophys. Res. Lett.*, (31), 2004.
- A. REVIL et P. W. GLOVER : Theory of ionic-surface electrical conduction in porous media. *Phys. Rev. B*, 55(3):1757–1773, January 1997.
- A. REVIL, Schwaeger H., Cathles III L. M. et Manhardt P. D. : Streaming potential in porous media : 2. theory and application to geothermal systems. *J. Geophys. Res.*, 104 (B9):20.033–20.048, September 1999a.
- A. REVIL, P. A. PEZARD et P. W. J. GLOVER : Streaming potential in porous media : 1. theory of the zeta potential. *J. Geophys. Res.*, 104(B9):20.021–20.031, September 1999b.
- R. D. RUSSELL, K. E. BUTLER, A. W. KEPIC et M. MAXWELL : Seismoelectric exploration. *The Leading Edge*, pages 1611–1615, 1997.
- P. SAILHAC et G. MARQUIS : Analytic potentials for the forward and inverse modeling of sp anomalies caused by subsurface fluid flow. *Geophys. Res. Lett.*, 28:1851–1854, 2001.

- O. STERN : Zur theorie der electrolytischen doppelschicht. *Z. Electrochem.*, (30):508–516, 1924.
- B. S. SVETOV et V. P. GUBATENKO : Electromagnetic field of electromechanical origin in water-saturated porous rocks. 1. formulation of the problem. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, 35(10):854–860, 1999.
- N. TAKEUCHI, N. CHUBACHI et K. I. NARITA : Observations of earthquake waves by the vertical earth potential difference method. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 101:157–161, 1997.
- S. TAMURA, K. TOKIMATSU, A. ABE et M. SATO : Effects of air bubbles on b-value and p-wave velocity of a partly saturated sand. *Soils and Foundations, Japanese Geotechnical Society*, 42(1):121–129, February 2002.
- A. H. THOMPSON et G. A. GIST : Geophysical applications of electrokinetic conversion. *The Leading Edge*, 12:1169–1173, 1993.
- K. TITOV, V. LOUKHMANOV et A. POTAPOV : Monitoring of water seepage from a reservoir using resistivity and self polarization methods : case history of the petergoph fountain water supply system. *First Break*, 10(18):431–435, 2000.
- T. TOSHA, N. MATSUSHIMA et T. ISHIDO : Zeta potential measured for an intact granite sample at temperatures to 200°C. *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 2003.
- Y. TSUKAMOTO, K. ISHIHARA, H. NAKASAWA, K. KAMADA et Y. HUANG : Resistance of partly saturated sand to liquefaction with reference to longitudinal and shear wave velocities. *Soils and Foundations, Japanese Geotechnical Society*, 42(6):93–104, December 2002.
- G. WAYSAND, D. BLOYET, J.-P. BONGIRAUX, J.-I. COLLAR, C. DOLABDJIAN et Ph. Le THIEC : First characterization of the ultra-shielded chamber in the low-noise underground laboratory (lsbb) of rustrel pays d’apt. *Workshop on Low Temperature Devices (LDT8), August 1999-Nuclear instrumentation and Methods in Physics Research*, (A444):336–339, August 1999.
- B. S. WHITE : Asymptotic theory of electroseismic prospecting. *SIAM J. Appl. Math.*, 65:1443–1462, 2005.

- J. E. WHITE : *Seismic waves*. McGraw-Hill Book Company, 1965.
- M. R. J. WYLLIE, G. H. F. GARDNER et A. R. GREGORY : Studies of elastic wave attenuation in porous media. *Geophysics*, 569(27), 1962.
- M. R. J. WYLLIE, A. R. GREGORY et L. W. GARDNER : Elastic waves velocities in heterogeneous and porous media. *Geophysics*, 21:41–70, 1956.
- M. R. J. WYLLIE, A. R. GREGORY et L. W. GARDNER : An experimental investigation of factors affecting elastic wave velocities in porous media. *Geophysics*, 23:459–493, 1958.
- J. YANG : Liquefaction resistance of sand in relation to p-wave velocity. *Geotechnique*, 52(4):295–298, 2002.
- J. YANG et T. SATO : Analytical study of saturation effects on seismic vertical amplification of soil layer. *Geotechnique*, 51(2):161–165, 2001.
- Z. ZHU, M. W. HAARTSEN et M. N. TOKSÖZ : Experimental studies of electrokinetic conversions in fluid-saturated borehole models. *Geophysics*, 64:1349–1356, 1999.
- Z. ZHU, M. W. HAARTSEN et M. N. TOKSÖZ : Experimental studies of seismoelectric conversions in fluid-saturated porous media. *J. Geophys. Res.*, 105:28,055–28,064, 2000.
- Z. ZHU et M. N. TOKSÖZ : Crosshole seismoelectric measurements in borehole models with fractures. *Geophysics*, 68(5):1519–1524, September-October 2003.
- Z. ZHU et M. N. TOKSÖZ : Seismoelectric and seismomagnetic measurements in fractured borehole models. *Geophysics*, 70(4):F45–F51, July-August 2005.





**Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble 1**  
**Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique**

Par  
Clarisse Bordes

**Etude expérimentale des phénomènes transitoires sismo-électromagnétiques**

*Mise en oeuvre au  
Laboratoire Souterrain à Bas Bruit de Rustrel Pays d'Apt, France*

**Résumé :**

La propagation d'ondes sismiques dans les milieux poreux contenant des fluides engendre des phénomènes électromagnétiques dus à des couplages électrocinétiques à l'échelle des pores. Ces effets sont perçus comme une nouvelle méthode de caractérisation des milieux poreux avec des applications potentiellement importantes en géophysique de réservoir. Afin de mieux comprendre les mécanismes de conversion d'énergie sismique en énergie électromagnétique, nous avons construit une expérience analogique dans le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB, Rustrel). Le dispositif expérimental est constitué d'une colonne cylindrique (1 m de haut et 8 cm de diamètre) remplie de sable de Fontainebleau et équipée d'accéléromètres piézoélectriques, d'électrodes non polarisables et de magnétomètres à induction. La comparaison des réponses sismo-électromagnétiques en milieu sec ou humide permet de confirmer l'origine électrocinétique des phénomènes observés. Les différences de vitesse apparente des champs sismique et électrique (1250 m/s) d'une part, et magnétique (800 m/s) d'autre part, montrent que le champ sismo-magnétique est couplé aux modes de propagation transverses. Cette étude s'enrichit par ailleurs d'une série d'observations du champ sismo-électrique qui soulignent l'intérêt de telles mesures sur le terrain. Ce travail montre également la nécessité de poursuivre le développement de la théorie des effets électrocinétiques en milieu partiellement saturé.

**Mots clés :** Géophysique de subsurface, Couplages électrocinétiques, Effets sismo-électromagnétiques, Caractérisation du milieu poreux

**Investigation of transient seismo-electromagnetic phenomena**

*An experiment within the Low Noise Underground Laboratory of Rustrel Pays d'Apt*

**Abstract :**

Seismic wave propagation in fluid-filled porous media generates electromagnetic phenomena due to electrokinetic coupling at the pore scale. These effects are perceived as a new method for the characterization of porous media with potentially important applications in reservoir geophysics. In order to better understand the conversion mechanisms between seismic and electromagnetic energy, we built an analogical experiment within the Low Noise Underground Laboratory (LSBB Rustrel, France). The experimental apparatus consists of a cylindrical column (1 m high, diameter of 8 cm) filled with Fontainebleau sand and equipped with piezoelectric accelerometers, unpolarizable electrodes and induction magnetometers. The comparison of the seismo-electromagnetic responses in dry and moist sand allows us to confirm the electrokinetic origin of the observed phenomena. The differences in apparent velocities of the seismic and electrical fields (1250 m/s) on the one hand and magnetic field (800 m/s) on the other hand, show that the seismo-magnetic field is coupled to the transverse propagation modes. In addition, our observations of seismo-electric signals emphasize the relevance of such measurements in the field. Moreover, this work stresses the need to continue the developments of the theory of electrokinetic effects in media with partial fluid saturation.

**Mots clés :** Subsurface geophysics, Electrokinetic couplings, Seismo-electromagnetics, Porous media characterization